

Hochfrequente Gitterstrukturen für Anwendungen in optischen Systemen



Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von
Dipl.-Phys. Daniel Dias
aus Rüsselsheim

Referent:	Prof. Dr. T. Tschudi
Korreferent:	Prof. Dr. W. Seelig
Tag der Einreichung:	22. Oktober 2003
Tag der Prüfung:	24. November 2003

Darmstadt 2003

D17

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Berechnungsmethoden für hochfrequente Gitterstrukturen	13
2.1	Grundlagen der elektromagnetischen Theorie	13
2.2	Klassische Beugung	14
2.2.1	Elektromagnetisches Feld in den homogenen Zonen	16
2.2.2	Elektromagnetisches Feld in der modulierten Zone	18
2.3	RCWA	20
2.3.1	RCWA Formalismus für binäre Gitter	20
2.3.2	Verallgemeinerung auf beliebige Oberflächenprofile	23
2.3.3	Auswirkung der Numerik auf das Design von DOEs	23
2.4	Problembezogene Modifikationen des RCWA Verfahrens	24
2.4.1	Große DOEs im off-axis Einfall	24
2.4.2	Modellierung von endlichen DOEs	25
3	Polarisationssensitivität von hochfrequenten Gitterstrukturen	27
3.1	Zero-Order Gitter	28
3.1.1	Formdoppelbrechung	28
3.1.2	Physikalische Mechanismen in Zero-Order Gittern	30
3.2	Bragg-Gitter	33
3.3	Hohe Beugungswinkel	36
3.3.1	Geometrisch optische Betrachtungen	36
3.3.2	Betrachtungen zum Beugungswirkungsgrad	37
3.4	Modulierte Gitterstrukturen	41

3.5	Fabrikationsaspekte	44
3.6	Metallische Oberflächengitterstrukturen als polarisationssensitive Elemente	46
4	Hochfrequente Gitterstrukturen in Anwendungen für optische Pick- upsysteme	49
4.1	Optische Pickup Konzepte mit hochfrequenten diffraktiven optischen Elementen	51
4.1.1	Pickup System I zum Auslesen einschichtiger Datenträger	52
4.1.2	Pickup System II zum Auslesen doppelschichtiger Datenträger .	53
4.2	Design der hochfrequenten DOEs	53
4.2.1	Diffraktive Polarisationsstrahlteiler	53
4.2.2	Diffraktive Phasenverzögerungsplatten	57
4.2.3	Ablenkgritter	60
4.2.4	Strahlteilende Gitter	62
4.2.5	Wahl des Materials	64
4.3	Multifunktionale hochfrequente DOEs	66
4.4	Modularer Aufbau des Dual Layer Pickupsystems	68
4.5	Chromatische Aberrationen	70
4.6	Experimentelle Ergebnisse	73
4.6.1	Experimentelle Auswertung der lithographisch hergestellten DOEs	73
4.6.2	Experimentelle Auswertung der holographisch hergestellten DOEs	77
4.7	Vermessung der Pickupsysteme	80
4.8	Zusammenfassung	84
5	Diffraktive Phasenverzögerungsplatten für mikrooptische Ellipso- metersysteme	87
5.1	Konventionelle photometrische Ellipsometrie	88
5.2	Mikrooptische photometrische Ellipsometer	90
5.2.1	RCFA-Anordnungen	90
5.2.2	Polarisationsmodulierte Anordnung	91
5.3	Designdaten für diffraktive $\lambda/4$ Phasenverzögerungsplatten	92
5.4	Anordnung von Mikroretardern in optischen Ellipsometersystemen . . .	93
5.4.1	Transmittiertes Feld eines endlichen Zero-Order Gitters	94

5.4.2	Kompakte RCFA-Anordnung	97
5.4.3	RCFA Anordnung mit Abbildungsoptik	101
5.4.4	Weitere Einflüsse der Miniaturisierung auf das Transmissionsverhalten von endlichen Gittern	101
5.4.5	Betrachtungen in zwei Dimensionen	104
5.5	Anordnung der diffraktiven $\lambda/4$ Mikroretarder in einem Array	106
5.6	Toleranzrechnungen	106
5.7	Experimentelle Ergebnisse	108
5.7.1	Messaufbau	108
5.7.2	Vermessung der Design Typ A Elemente	111
5.7.3	Vermessung der Design Typ B Elemente	112
5.8	Weitere Variationen	113
5.9	Zusammenfassung	116
6	Zusammenfassung	119
A	Aufbau eines konventionellen optischen Lesekopfsystems	121
A.1	Pickupsystem mit konventionellen polarisationsoptischen Elementen	121
A.2	Generierung eines Fokusfehlersignals mit der Astigmatismusmethode	121
B	Berechnung der optischen Antwort	125
B.1	Jonesformalismus	125
B.2	Jonesmatrizen für Ellipsometerkomponenten	126
B.2.1	Definition der Matrizen	126
B.2.2	Variable Azimutheinstellungen	127
B.2.3	Detektorantwort	128
B.3	Jonesformalismus für mikrooptische Ellipsometer	128
	Danksagung	135
	Lebenslauf	137

Kapitel 1

Einleitung

Der Trend zur Miniaturisierung, der in der Elektronik stattgefunden hat und nach wie vor anhält, bestimmt in zunehmendem Maße die Entwicklung verschiedener Bereiche der Optik. Vor allem auf den Gebieten der Nachrichtentechnik, der Speichertechnologie und der Sensorik besteht zur Konstruktion von miniaturisierten optischen Systemen ein großer Bedarf an platzsparenden passiven optischen Komponenten, die eine gegebene Lichtverteilung durch eine gezielte Umformung verändern.

In Hinblick auf eine Miniaturisierung von bestimmten optischen Systemen bilden die sog. *Diffraktiven optischen Elemente* (DOEs), deren Funktionsweise auf der Beugung von Licht fußt, eine mögliche Alternative zu herkömmlichen refraktiven Optiken. DOEs zeichnen sich nämlich durch ihr geringes Gewicht und ihren kleinen Abmessungen besonders aus und sind deshalb für den Einsatz in mikrooptischen Systemen prädestiniert. Darüber hinaus bieten DOEs die Möglichkeit, die Phase einer Welle nahezu uneingeschränkt zu verändern, wodurch sich völlig neuartige optische Funktionen, wie z. B. in der Strahlformung, verwirklichen lassen [2][8]. Ein weiterer Vorzug der diffraktiven Optik gegenüber der refraktiven Optik ist die Multifunktionalität. In einem einzigen DOE lassen sich mehrere Funktionen kombinieren, so dass völlig neue Systemdesigns möglich sind. Durch den Einsatz von Replikationsmöglichkeiten [4], wie dem Spritzgießen oder dem Heißprägen, lassen sich DOEs zudem kostengünstig in Kunststoffen herstellen, was sie vor allem für Massenprodukte, wie z. B. CD- oder DVD Abspielgeräte interessant macht [53]. Der Anwendungsbereich der diffraktiven Optik ist aufgrund der starken Wellenlängenabhängigkeit eingeschränkt. In Kombination mit refraktiven Optiken kann aber diese Eigenschaft genutzt werden, um chromatische Aberrationen von refraktiven Linsen zu reduzieren [6].

Moderne Lithographietechniken erlauben mittlerweile die Realisierung von Gittern mit Strukturbreiten die kleiner sind als die Wellenlänge des einfallenden Lichtes. Solche *hochfrequente Gitterstrukturen* zeigen Eigenschaften, die für viele Anwendungen interessant sein können. So sind hochfrequente Gitter unter anderem dazu geeignet, Licht unter hohen Winkeln abzulenken. Auf diesem Effekt basierend wurden kürzlich hochfre-

quente Gitter für Lichtfallen in Solarzellen [11] und als hocheffiziente Ablenkelemente in Hochleistungslasersystemen [38] konzipiert und hergestellt. Weiterhin zeigen Gitter, deren Gitterperiode so klein ist, dass nur die 0. Beugungsordnung existiert (sog. Zero-Order Gitter), reflektionsmindernde Eigenschaften [28][47][48]. Auf dieser Eigenschaft beruhend wurden kürzlich Oberflächen von Solarzellen [11], Displays [49] und optischen Komponenten [50][51] mit solchen Gitterstrukturen entspiegelt. Da der Beugungswirkungsgrad eines solchen Gitters von der Wellenlänge sowie vom Winkel des einfallenden Lichtes abhängt, sind solche Gitterstrukturen auch für Anwendungen im Bereich des Fälschungsschutzes [10] interessant.

Ein Effekt von hochfrequenten Gitterstrukturen ist die starke Polarisationsabhängigkeit, der für die vorliegende Arbeit von zentraler Bedeutung ist. Da die Wirkungsgrade und Phasen der an hochfrequenten Gitterstrukturen gebeugten Ordnungen von der Polarisation des einfallenden Lichtes abhängen, sind solche Elemente für den Einsatz als polarisationsoptische Elemente prädestiniert [20]-[32]. So konnten im Rahmen dieser Arbeit polarisationsoptische Elemente wie Phasenverzögerungsplatten und Polarisationsstrahlteiler verwirklicht werden [31][33]. Die hergestellten DOEs wurden als Transmissionselemente optimiert, wobei die Anwendung in mikrooptischen Systemen im Vordergrund stand [64][65]. Hierbei handelt es sich um Oberflächengitter, die in dielektrischen Materialien strukturiert sind. Solche diffraktiven Polarisationsoptiken besitzen im Vergleich zu ihren refraktiven Gegenstücken viele Vorteile. So ist z. B. ein diffraktiver Polarisationsstrahlteiler im Gegensatz zu konventionellen Polarisationsstrahlteilern, deren Funktionsweise auf doppelbrechenden Kristallen basiert, wesentlich kompakter und aufgrund der Abformbarkeit für eine Massenproduktion ideal geeignet.

Obwohl polarisationsoptische Elemente aus hochfrequenten Gitterstrukturen im Vergleich zu ihren refraktiven Gegenstücken viele Vorteile besitzen, existieren bisher nur wenige Beispiele von kommerziellen optischen Systemen, in denen tatsächlich solche DOEs eingesetzt werden [61]-[63]. Dies liegt zum einen daran, dass die Herstellung von polarisationsoptischen DOEs nach wie vor eine technologische Herausforderung darstellt. Für den sichtbaren Wellenlängenbereich nämlich zeichnen sich solche Elemente vor allem dadurch aus, dass sich die Strukturbreiten in der Größenordnung von 100 bis 200 nm bewegen und das sog. Aspectverhältnis, das als Verhältnis aus Strukturtiefe zur Strukturbreite definiert ist, hohe Werte annimmt. Während die Strukturierung solcher DOEs in hochwertigen Gläsern (z. B. Quarzglas) [30][31] bzw. in Photolack mittlerweile gut beherrscht wird, steht die Replikation solcher Strukturen erst am Anfang der Entwicklung. Es ist daher anzunehmen, dass der Mangel an geeigneten Replikationstechniken ein möglicher Grund dafür ist, weshalb erst wenige Arbeiten auf diesem Gebiet existieren.

Ein weiterer Grund liegt im mikrooptischen Systemdesign. Um kompakte optische Systeme mit diffraktiven Optiken zu konstruieren ist es für einige Anwendungen unumgänglich, neue Denkweisen in den Entwurf von optischen Systemen einfließen zu lassen. Ist z. B. in einem solchen System der Einsatz eines polarisationsstrahlteilenden

Bragg-Gitters vorgesehen, muss zuvor senkrecht einfallendes Licht in einem geeigneten Winkel abgelenkt werden. Obwohl konventionelle Optiken wie z. B. Prismen eine solche Aufgabe erfüllen können, ist hier der Einsatz eines Ablenkgitters aus Platzgründen vorteilhafter. Neben diesen geometrisch optischen Überlegungen müssen zusätzlich energetische Betrachtungen in das Design der DOEs miteinfließen. Um hocheffiziente diffraktive Optiken zu entwerfen ist es unumgänglich die optimale Profilform eines DOEs zu errechnen. Für hochfrequente Gitterstrukturen ist dies eine besonders anspruchsvolle Aufgabe, da zur Berechnung der Wirkungsgrade und Phasen eines solchen Gitters eine elektromagnetische Beugungstheorie benötigt wird. Anhand diesem Beispiel wird deutlich, dass der Entwurf eines optischen Systems mit hochfrequenten DOEs durchaus komplex werden kann.

Anhand von Beispielen auf dem Gebiet der optischen Speichertechnologie (DVD-Pickupsysteme) und der optischen Messtechnik (Ellipsometrie) wird demonstriert, wie trotz der zuvor genannten Problematik kompakte (polarisations)-optische Systeme entworfen werden können. Hierbei kommen neben rigorosen Rechenmethoden auch andere Verfahren wie z. B. geometrisch-optische Techniken zum Einsatz. Während die rigorosen Berechnungsmethoden hauptsächlich dazu verwendet werden die optimale Profilform der DOEs zu bestimmen, werden die anderen Rechenverfahren genutzt, Aussagen über das optische Verhalten des Gesamtsystems zu treffen. Insbesondere in Hinblick auf eine Miniaturisierung sind diese Aussagen von Interesse. So lassen sich durch z. B. einer geometrisch-optischen Analyse wichtige Angaben über die Abmessungen des Gesamtsystems treffen.

Vor bzw. während der Dissertation wurden von anderen Arbeitsgruppen Anstrengungen unternommen, hochfrequente Gitterstrukturen in (mikro-)optischen Systemen einzusetzen. So wurde kürzlich ein kompaktes Lesekopfsystem für magneto-optische Laufwerke vorgeschlagen [61], in dem hauptsächlich reflektive polarisationsoptische Oberflächen-gitter [7][32] zum Einsatz kommen sollten. Auf dem Gebiet der optischen Messtechnik wurde ein mikrooptisches Polarimetersystem entwickelt, in dem diffraktive Mikropolarisatoren eingesetzt wurden, um im infraroten Wellenlängenbereich die Polarisationszustandsmessung zu vereinfachen [63]. Die vorliegende Dissertation hebt sich von den zuvor genannten Abhandlungen deutlich ab. Die in dieser Arbeit vorgestellten polarisationsoptische Systeme setzen sich aus dielektrischen Transmissionsgittern zusammen, die für den sichtbaren Spektralbereich ausgelegt wurden. Nach Kenntnis des Autors werden damit zum ersten Mal DVD Lesekopfsysteme bzw. Polarimetersysteme präsentiert, die sich aus solchen Transmissions DOEs zusammensetzen.

Die Arbeit ist wie folgt unterteilt: Im Falle von hochfrequenten Gitterstrukturen muss zur Berechnung der optischen Eigenschaften eine Beugungstheorie hinzugezogen werden, die eine exakte Lösung der Maxwell Gleichungen ermöglicht. In Kapitel 2 wird hierzu das Verfahren der sog. *Rigorous Coupled-Wave Analysis* (RCWA) vorgestellt, dass zur exakten Berechnung der Phasen und Wirkungsgrade eines vorgegebenen Gitters konzipiert wurde. Dieses Verfahren wurde im Rahmen dieser Arbeit auf einem

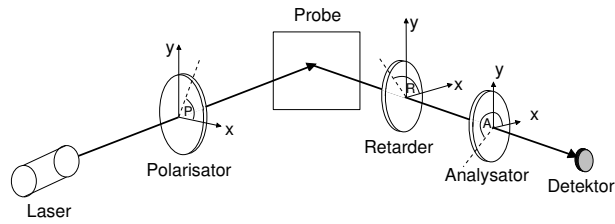


Abb. 1.1: Schematische Skizze einer Ellipsometer Anordnung.

Rechner numerisch implementiert und diente als Designtool zur Optimierung der diffraktiven Polarisationsoptiken.

In Kapitel 3 werden einige wichtige polarisationsoptische DOEs vorgestellt und erklärt. Hierbei wird ausführlich auf hochfrequente Gitterstrukturen aus dielektrischen Materialien eingegangen, die in Transmission betrieben werden.

In Kapitel 4 wird gezeigt, wie polarisationsoptische Gitterstrukturen für den Einsatz in DVD-Pickupsysteme konzipiert werden können. Hierbei stand die Entwicklung eines innovativen optischen Lesekopfsystems zum Auslesen von doppelschichtigen DVD-Datenträgern im Vordergrund der Untersuchungen. Durch den Einsatz von sog. adaptiven Flüssigkristallelementen [66][78] in optischen Pickupsystemen ist es möglich, simultan auf die beiden Datenebenen einer doppelschichtigen DVD zugreifen zu können. Da die Polarisation zum Multiplexing beim Auslesen von doppelschichtigen Datenträgern genutzt wird, ist der Einsatz von polarisationssensitiven DOEs in einem solchen Lesekopfsystem besonders interessant. Mit Hilfe von rigoroser Beugungstheorie und geometrisch optischen Berechnungsverfahren wurde untersucht, wie hierfür platzsparende und kostengünstige Polarisationsoptiken eingesetzt werden können. Neben Aspekten zur Konzeption von DVD-Pickupsystemen wurden im Rahmen dieser Arbeit von der Firma Carl-Zeiss-Jena und dem Fraunhofer Institut für Nachrichtentechnik [31] hochfrequente Gitterstrukturen für die entworfenen Lesekopfsysteme hergestellt. Die Vermessung dieser Elemente ergab, dass diese für den Einsatz in optischen Pickupsystemen hervorragend geeignet sind. Basierend auf diesen Ergebnissen wurden Prototypen von Pickupsystemen mit ausgewählten DOEs erstellt und ebenfalls vermessen.

In Kapitel 5 wird gezeigt, wie hochfrequente Gitterstrukturen eingesetzt werden können, innovative ellipsometrische Meßanordnungen zu konstruieren. Fällt Licht auf eine ebene Grenzfläche oder auf dünne Schichten, die sich zwischen zwei verschiedenen optischen Medien befinden, ein, ändert sich i. A. der Polarisationszustand des reflektierten bzw. transmittierten Lichtes. Die Ellipsometrie analysiert solche Polarisationsänderungen, um Rückschlüsse auf physikalische Eigenschaften, wie z. B. die Dicke einer dünnen Schicht, zu ziehen. In einer bestimmten Ellipsometeranordnung (siehe Abb. 1.1), der sog. *Rotating Compensator Fixed Analyzer* (RCFA) Anordnung können durch Verändern der Azimutheinstellung eines Retarders und anschließender Intensitätsmessung, Rückschlüsse auf die Polarisationsänderung gezogen werden. Nachteilig hierbei ist, dass die Messung der Intensität immer nur sequentiell erfolgen kann.

Durch den Einsatz von diffraktiven Retarderstrukturen ergeben sich nun neue Möglichkeiten zur Konstruktion von RCFA Ellipsometersystemen. Nanolithographische Verfahren erlauben die Realisierung von Retarderstrukturen mit Abmessungen von $10\ \mu m \times 10\ \mu m$, die in einer großen Anzahl auf einem Substrat integriert werden können. Damit ist es möglich, die Polarisationszustandsänderung einer Probe ohne bewegliche Bauteile zu messen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden hierzu die Auswirkungen der Miniaturisierung auf das optische Verhalten eingehend untersucht. Hierbei kamen neben rigorosen Berechnungsverfahren auch Rechentechniken aus der skalaren Beugungstheorie zum Einsatz (Filterung durch Linsen, Propagationsberechnung). Neben den ausgiebigen theoretischen Betrachtungen wurden im Rahmen dieser Dissertation in Zusammenarbeit mit der Fraunhofergesellschaft für Nachrichtentechnik und der Fraunhofergesellschaft für Siliziumtechnologie diffraktive Mikroretarder realisiert. Experimentelle Ergebnisse zur Charakterisierung der hergestellten Elemente werden vorgestellt.

Kapitel 2

Berechnungsmethoden für hochfrequente Gitterstrukturen

Diffraktive optische Elemente (DOEs) mit Strukturbreiten in der Größenordnung der Wellenlänge des einfallenden Lichtes zeigen optische Eigenschaften, die nur mit einer elektromagnetischen Beugungstheorie erklärt werden können. Für Gitter wurden in der Vergangenheit spezielle Beugungstheorien auf Basis der Maxwell Gleichungen, sog. *Gittertheorien* ausgearbeitet, um die optischen Eigenschaften von periodischen Oberflächenreliefstrukturen zu berechnen [1][12]. Da in dieser Arbeit Gitterstrukturen entworfen wurden, die zumindest lokal periodisch sind, lag es nahe, eine solche Gittertheorie zur Analyse von Subwellenlängengitterstrukturen zu verwenden. Von den rigorosen Gittertheorien [1][12], die zur Berechnung von Amplituden und Phasen der Beugungsordnungen von Oberflächengittern konzipiert sind, wurde in der vorliegenden Arbeit das numerische Verfahren *Rigorous Coupled-Wave Analysis* (RCWA) [39]-[46] zum Entwurf hochfrequenter Gitterstrukturen verwendet. Des Weiteren wurden problemangepasste Modifikationen des RCWA Verfahrens genutzt, mit denen der Rechenaufwand deutlich gesenkt werden konnte.

In diesem Kapitel wird zum Verständnis des RCWA Verfahrens zunächst ein kurzer Überblick über die Grundlagen der elektromagnetischen Theorie gegeben. Im Anschluss dazu wird auf die Problematik der klassischen Beugung eingegangen. Anschließend wird ausführlich auf das numerische Berechnungsverfahren RCWA eingegangen und problemangepasste Modifikationen des RCWA Verfahrens werden vorgestellt.

2.1 Grundlagen der elektromagnetischen Theorie

Das numerische Berechnungsverfahren RCWA, das zur Berechnung der Amplituden und Phasen der Beugungsordnungen von Oberflächengittern geeignet ist, wurde in dieser Arbeit für den Entwurf von DOEs in optischen Systemen eingesetzt. Da dieses Berech-

nungsverfahren auf einer elektromagnetischen Theorie beruht, ist es für das Verständnis dieses Verfahrens nützlich, wichtige Erkenntnisse der elektromagnetischen Wellentheorie zusammenzufassen.

Im folgenden werden zeitharmonische elektromagnetische Felder mit einer Frequenz ω betrachtet. Für diese Felder gilt

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \Re\{\mathbf{E}(\mathbf{r})\exp(-j\omega t)\} \quad (2.1)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \Re\{\mathbf{H}(\mathbf{r})\exp(-j\omega t)\}, \quad (2.2)$$

wobei $\mathbf{r} = (x, y, z)$ den Ortsvektor und t die Zeit bezeichnet. \Re steht für den Realteil und j stellt die komplexe Zahl $\sqrt{-1}$ dar. $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ und $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ bezeichnen jeweils die ortsabhängige Feldverteilung des elektrischen und des magnetischen Feldes. In quellfreien Medien, die nichtmagnetisch, isotrop und inhomogen sind, reduzieren sich die Maxwellgleichungen für zeitharmonische Felder zu

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = j\omega\mu_0\mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = -j\omega\epsilon_0\epsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (2.4)$$

$$\nabla \cdot [\epsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r})] = 0 \quad (2.5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.6)$$

Hierbei bezeichnen ϵ_0 , μ_0 und $\epsilon(\mathbf{r})$ die Influenz-, die Induktions- bzw. die komplexe Dielektrizitätskonstante. Durch Einsetzen von (2.3) in (2.4) kann die Wellengleichung

$$\nabla^2\mathbf{E}(\mathbf{r}) + k^2\epsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r})) \quad (2.7)$$

für das elektrische Feld hergeleitet werden. Hierbei bezeichnet $k = \omega/c$ die Wellenzahl im Vakuum, wobei die Vakuumlichtgeschwindigkeit c durch die Beziehung $c = (\epsilon_0\mu_0)^{-1/2}$ ausgedrückt werden kann. In analoger Weise zu (2.7) kann unter Ausnutzung von (2.3), (2.4) und (2.6) die Wellengleichung

$$\nabla^2\mathbf{H}(\mathbf{r}) + k^2\epsilon(\mathbf{r})\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r}) \cdot \left(\nabla \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})}\right) \times \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (2.8)$$

für das magnetische Feld hergeleitet werden.

2.2 Klassische Beugung

Die klassische Beugung an einem Oberflächengitter ist in Abb. 2.1 illustriert. Die Bereiche 1 und 2 bestehen aus homogenen Medien, die einen Brechungsindex n_1 bzw. n_2 aufweisen. Im modulierten Bereich ist der Brechungsindex n in x und z Richtung moduliert. Weiterhin sei angenommen, dass das Gitter in x und y -Richtung unendlich

ausgedehnt ist und eine Dicke h sowie eine Periode Λ in x -Richtung besitzt. Eine auf das Gitter einfallende ebene Welle wird durch die Vakuumwellenlänge λ , den Einfallswinkel α und die Polarisation beschrieben. In klassischer Beugung erfolgt der Einfall der ebenen Welle in der x - z Ebene. Die vom Gitter reflektierten und transmittierten Beugungsordnungen propagieren ebenfalls in der x - z Ebene. Die einfallende ebene Welle wird als TE (TM) polarisiert bezeichnet, wenn der elektrische (magnetische) Feldvektor senkrecht zur Einfallsebene steht. Es kann gezeigt werden [3], dass die Berechnung der gebeugten Felder in zwei unabhängige Probleme zerlegt werden kann. Ist die einfallende Welle TE (TM) polarisiert, so ist die elektromagnetische Lösung vollständig durch die Bestimmung der elektrischen (magnetischen) Feldkomponente $E_y(x, z)$ ($H_y(x, z)$) gegeben. Gemischte Polarisationszustände können komponentenweise behandelt werden.

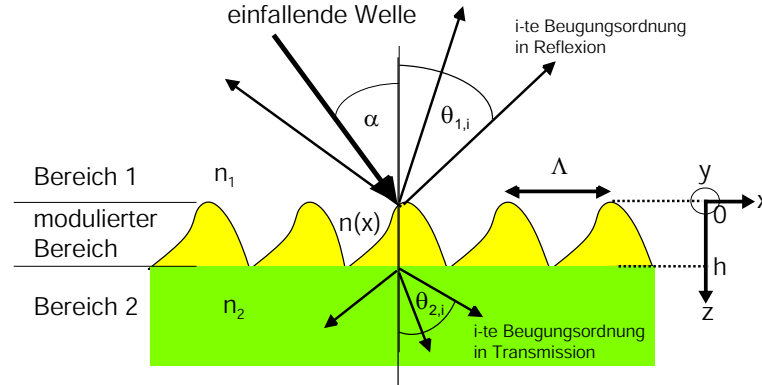


Abb. 2.1: Anordnung der klassischen Beugung

Da im gesamten Raum die Maxwellgleichungen (2.3)-(2.6) gelten, müssen die Wellengleichungen (2.7) und (2.8) sowohl in den Bereichen 1 und 2 als auch im modulierten Bereich erfüllt sein. Im Falle von TE Polarisation vereinfacht sich die Wellengleichung (2.7) in der klassischen Beugungsanordnung zu

$$\frac{\partial^2}{\partial^2 x} E_y(x, z) + \frac{\partial^2}{\partial^2 z} E_y(x, z) + k^2 \epsilon(x, z) E_y(x, z) = 0, \quad (2.9)$$

während sich in TM Polarisation die Wellengleichung (2.8) auf

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2}{\partial^2 x} H_y(x, z) + \frac{\partial^2}{\partial^2 z} H_y(x, z) + k^2 \epsilon(x, z) H_y(x, z) = \\ & -\epsilon(x, z) \left[\left(\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\epsilon(x, z)} \right) \left(\frac{\partial}{\partial x} H_y(x, z) \right) + \left(\frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{\epsilon(x, z)} \right) \left(\frac{\partial}{\partial z} H_y(x, z) \right) \right] \end{aligned} \quad (2.10)$$

reduzieren lässt.

2.2.1 Elektromagnetisches Feld in den homogenen Zonen

Die einfallende ebene Welle kann für TE Polarisation als

$$E_{ein,y} = E_{0,y} \exp(-j\mathbf{k}_{ein} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.11)$$

und für TM Polarisation als

$$H_{ein,y} = H_{0,y} \exp(-j\mathbf{k}_{ein} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.12)$$

beschrieben werden. $E_{0,y}$ sowie $H_{0,y}$ bezeichnen die Amplituden der einfallenden Welle in TE bzw. TM Polarisation. Die vektorielle Größe

$$\mathbf{k}_{ein} = \begin{pmatrix} k_1 \sin(\alpha) \\ 0 \\ k_1 \cos(\alpha) \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

beschreibt den Wellenvektor der einfallenden Welle. Hierbei bezeichnet

$$k_1 = 2\pi n_1 / \lambda \quad (2.14)$$

den Betrag des Wellenvektors der einfallenden und die vom Gitter reflektierten gebeugten Wellen im Bereich 1. In den Bereichen 1 und 2 müssen jeweils die Wellengleichungen (2.9) und (2.10) erfüllt sein. Für das elektrische Feld in den Bereichen 1 und 2 ist die Lösung durch die *Rayleigh Reihen*

$$E_{1,y} = E_{ein,y} + \sum_{i=-\infty}^{\infty} R_i \exp(-j\mathbf{k}_{1i} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.15)$$

bzw.

$$E_{2,y} = \sum_{i=-\infty}^{\infty} T_i \exp(-j\mathbf{k}_{2i} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{e}_z h)), \quad (2.16)$$

gegeben, wobei der Vektor \mathbf{e}_z den Einheitsvektor in z -Richtung beschreibt. Hierbei bezeichnen R_i und T_i die komplexen Amplituden der i -ten Beugungsordnung in Reflexion bzw. Transmission. Die Wellenvektoren der i -ten Beugungsordnung in Reflexion bzw. Transmission setzen sich aus

$$\mathbf{k}_{1,i} = \begin{pmatrix} k_{xi} \\ 0 \\ k_{1,zi} \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

bzw.

$$\mathbf{k}_{2,i} = \begin{pmatrix} k_{xi} \\ 0 \\ k_{2,zi} \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

mit

$$k_{xi} = k_1 \sin(\alpha) + i \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.19)$$

und

$$k_{l,zi} = \begin{cases} +\sqrt{k_l^2 - k_{xi}^2} & \text{für } k_l > k_{xi} \\ -j\sqrt{k_{xi}^2 - k_l^2} & \text{für } k_{xi} > k_l \end{cases} \quad (2.20)$$

zusammen. Der Index l kann, je nach Bereich, den Wert 1 und 2 annehmen. Der Betrag der Wellenvektoren der transmittierten Beugungsordnungen k_2 ist durch

$$k_2 = 2\pi n_2 / \lambda \quad (2.21)$$

gegeben. Die Summation von (2.15) und (2.16) erstreckt sich über propagierende und evaneszente Beugungsordnungen.

Der Beugungswinkel $\theta_{l,i}$ der i -ten Beugungsordnung lässt sich durch geometrische Überlegungen ermitteln. Dieser lässt sich mit k_{xi} und k_l bestimmen zu

$$\sin(\theta_{l,i}) = \frac{k_{xi}}{k_l}. \quad (2.22)$$

Durch Substitution von (2.22) in (2.19) können die Relationen

$$n_1 \sin(\theta_{1,i}) = n_1 \sin(\alpha) + i \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (2.23)$$

und

$$n_2 \sin(\theta_{2,i}) = n_1 \sin(\alpha) + i \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (2.24)$$

hergeleitet werden, um den Beugungswinkel $\theta_{l,i}$ der i -ten Ordnung zu berechnen. Die Gleichungen (2.23) und (2.24) werden auch als *Gittergleichungen* bezeichnet und sind für geometrisch optische Betrachtungen nützlich.

Das Ziel der Gittertheorie besteht darin, die komplexen Amplituden R_i und T_i für ein gegebenes Gitterprofil zu berechnen. Sind die Amplituden R_i und T_i einmal bestimmt, lassen sich Aussagen über Beugungswirkungsgrade und Phasenverzögerung der Beugungsordnungen gewinnen.

Der zeitgemittelte Poyntingvektor

$$\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle = \frac{1}{2} \Re \{ \mathbf{E}(\mathbf{r}) \times \mathbf{H}(\mathbf{r})^* \} \quad (2.25)$$

wird hinzugezogen, um den Beugungswirkungsgrad zu definieren. Dieser ist als

$$\eta_i = \frac{\langle S_{zi} \rangle}{\langle S_{ein,z} \rangle} \quad (2.26)$$

definiert. Hierbei bezeichnet S_{zi} die z -Komponente des Poyntingvektors der i -ten reflektierten oder transmittierten Beugungsordnung, während $S_{ein,z}$ die z -Komponente des Poyntingvektors der einfallenden Welle darstellt. Damit lässt sich in TE Polarisation der Beugungswirkungsgrad in Reflexion und Transmission berechnen zu

$$\eta_i^{TE} = R_i R_i^* \Re\left(\frac{k_{1zi}}{k_{ein,z}}\right) \quad (2.27)$$

bzw.

$$\eta_i^{TE} = T_i T_i^* \Re\left(\frac{k_{2zi}}{k_{ein,z}}\right) \quad (2.28)$$

Hierbei wurde vorausgesetzt, dass die Amplitude der einfallenden Welle $E_{0,y}$ den Wert 1 besitzt. Für TM Polarisation können ähnliche Formeln hergeleitet werden. So ergeben sich in Reflexion und Transmission die Beugungswirkungsgrade zu

$$\eta_i^{TM} = R_i R_i^* \Re\left(\frac{k_{1zi}}{k_{ein,z}}\right) \quad (2.29)$$

bzw.

$$\eta_i^{TM} = T_i T_i^* \Re\left(\frac{k_{2zi}}{k_{ein,z}}\right) \frac{n_1^2}{n_2^2}. \quad (2.30)$$

Hierbei wurde angenommen, dass die Amplitude $H_{0,y}$ der einfallenden Welle den Wert 1 annimmt. Hieraus ist ersichtlich, dass evaneszente Beugungsordnungen in z -Richtung keine Energie vom Gitter wegtragen.

2.2.2 Elektromagnetisches Feld in der modulierten Zone

Das elektromagnetische Feld im brechungsindexmodulierten Bereich ist für TE und TM Polarisation durch die Lösung der Wellengleichungen (2.9) und (2.10) gegeben. Um die Wellengleichung zu lösen, existiert eine Vielzahl von Methoden. Darunter fallen unter anderem die Integral Method, die Differential Method und die Modal Method. Ein guter Überblick über die verschiedenen Gittertheorien ist in [12] gegeben. Detailliertere mathematische Abhandlungen über diese Methoden sind in [1] sowie in Publikationen zu finden.

Zur Berechnung der Amplituden R_i und T_i wurde in dieser Arbeit die *Rigorous Coupled-Wave Analysis* (RCWA) verwendet. Für binäre Gitter (siehe Abb. 2.2) werden die elektromagnetischen Felder und die Permeabilität innerhalb der modulierten Zone als Fourier-Floquet- bzw. als Fourierreihe entwickelt und anschließend in die Wellengleichungen (2.9) und (2.10) eingesetzt. Das daraus resultierende gewöhnliche gekoppelte Differentialgleichungssystem lässt sich mit Hilfe eines Exponentialansatzes in ein algebraisches Eigenwertproblem überführen. Nach Lösen des Eigenwertproblems kann das elektrische bzw. magnetische Feld innerhalb des modulierten Bereichs bis auf einen

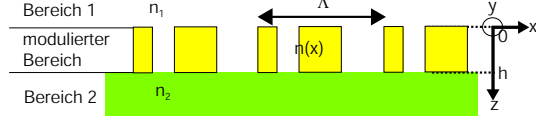


Abb. 2.2: Geometrie eines binären Gitters. Die Brechungsindexverteilung eines solchen Gitters ist unabhängig von der z -Koordinate.

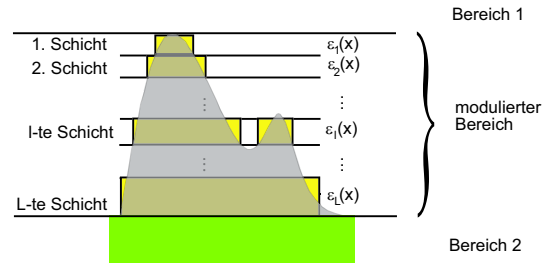


Abb. 2.3: Zerlegung eines Gitterprofils in L Schichten.

Satz von Parametern komplett bestimmt werden. Mittels elektromagnetischen Randbedingungen können anschließend die Amplituden R_i und T_i der Rayleighreihen sowie die unbekannten Parameter des elektromagnetischen Feldes innerhalb des modulierten Bereichs durch ein lineares Gleichungssystem gelöst werden.

Liegt ein beliebig geformtes Oberflächenprofilgitter vor, kann dieses durch L Schichten mit einer binären Brechungsindexverteilung $\epsilon_l(x)$ approximiert werden (siehe Abb. 2.3). Die Permeabilität und das elektromagnetische Feld jeder Schicht kann dann, wie zuvor bereits beschrieben, in Fourierreihen dargestellt werden, wodurch sich aus den Wellengleichungen L Eigenwertprobleme ergeben. Nach Lösen der L Eigenwertprobleme können das elektrische bzw. das magnetische Feld innerhalb der binären Schichten bis auf einen Satz von Parametern komplett bestimmt werden. Mittels elektromagnetischen Randbedingungen können die Amplituden R_i und T_i der Rayleighreihen sowie die unbekannten Parameter des elektromagnetischen Feldes innerhalb der Schichten schließlich durch ein lineares Gleichungssystem gelöst werden.

Im folgenden Abschnitt wird das RCWA Verfahren im Detail besprochen. Für das Verständnis der folgenden Kapitel ist eine detaillierte Kenntnis dieses Algorithmuses jedoch nicht notwendig. Daher kann Abschnitt 2.3 übersprungen werden. Das RCWA Verfahren kann als Blackbox (siehe Abb. 2.4) betrachtet werden, das als Eingabeparameter die Gitterperiode Λ , das Gitterprofil $n(x, z)$, die Gitterhöhe h sowie die Brechungsindizes n_1 und n_2 erwartet. Zusätzlich muss der Einfallswinkel α und die Polarisation der einfallenden Welle angegeben werden. Der Algorithmus berechnet aus diesen Angaben schließlich die Amplituden R_i und T_i . Beim RCWA Verfahren ist zu beachten, dass lediglich eine endliche Anzahl N von Beugungsordnungen berechnet werden kann. Damit akkurate Ergebnisse erzielt werden können, müssen die Amplituden R_i und T_i für genügend hohe N konvergieren.

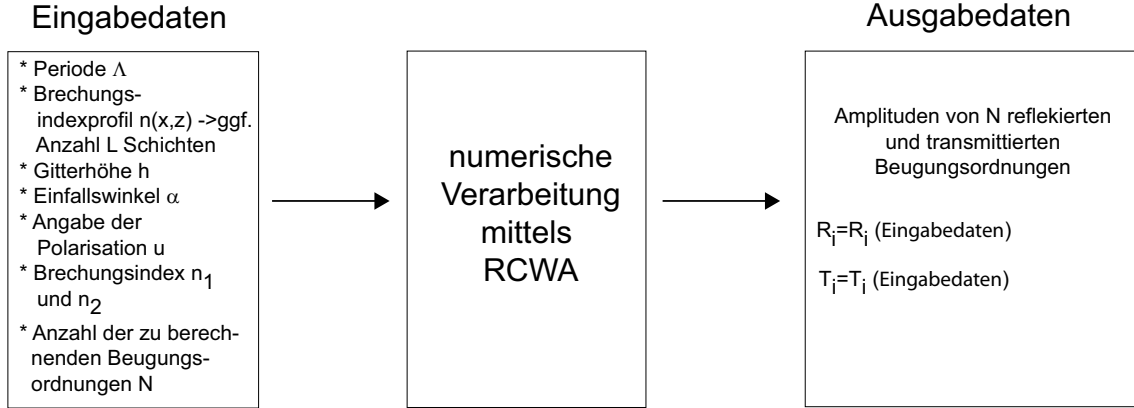


Abb. 2.4: RCWA Algorithmus als Blackbox Modell.

2.3 RCWA

2.3.1 RCWA Formalismus für binäre Gitter

Im folgenden werden binäre Oberflächengitter betrachtet (siehe Abb. 2.5), d. h. die Brechungsindexverteilung im modulierten Bereich ist in z -Richtung konstant. Die Permeabilität hängt in einem solchen Fall lediglich von der x -Koordinate ab und kann durch die Beziehung $\epsilon(x) = n(x)^2$ ausgedrückt werden.

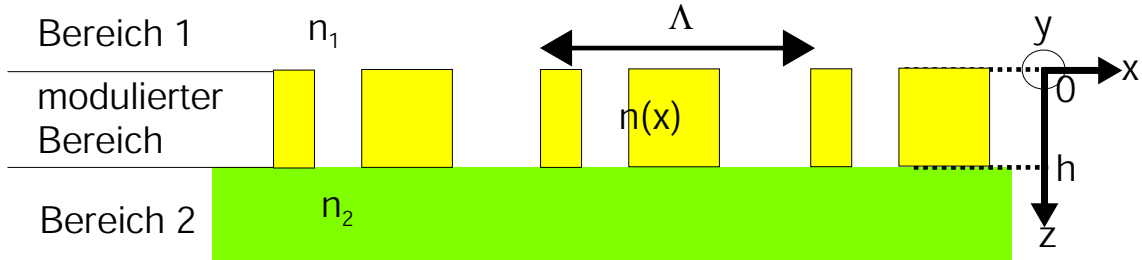


Abb. 2.5: Binäres Gitter mit Brechungsindexverteilung $n(x)$.

In den vorherigen Abschnitten wurde die Lösung in den Regionen 1 und 2 bereits durch die Rayleighreihen ausgedrückt. Im RCWA Algorithmus werden die elektrischen bzw. magnetischen Feldkomponenten E_y und H_y im modulierten Bereich durch die Reihen

$$E_{y,mod}(x, z) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} S_{yi}(z) \exp(-j(k_{xi}x)) \quad (2.31)$$

$$H_{y,mod}(x, z) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} U_{yi}(z) \exp(-j(k_{xi}x)) \quad (2.32)$$

ausgedrückt, mit $k_1 \sin(\alpha) + iK$. Der Wert K setzt sich hierbei aus $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$ zusammen. Zusätzlich wird die Permeabilität bzw. die reziproke Permeabilität durch die Fourierreihen

$$\epsilon(x) = \sum_{h=-\infty}^{\infty} \hat{\epsilon}_h \exp(jhKx) \quad (2.33)$$

und

$$\frac{1}{\epsilon(x)} = \sum_{h=-\infty}^{\infty} \hat{a}_h \exp(jhKx) \quad (2.34)$$

ausgedrückt.

Durch Einsetzen der Reihenentwicklung des elektrischen Feldes (2.31) und der Fourierreihenentwicklung der Permeabilität (2.33) in die Wellengleichung (2.9) für TE Polarisation erhält man den folgenden Satz von unendlich vielen gekoppelten Differentialgleichungen:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} S_{yi}(z) = k_{xi}^2 S_{yi}(z) - k^2 \sum_p \hat{\epsilon}_{i-p} S_{yp}(z). \quad (2.35)$$

Dieses System von gekoppelten Differentialgleichungen zweiter Ordnung macht deutlich, dass die Amplitude $S_{yi}(z)$ der i -ten Welle mit anderen Amplituden gekoppelt ist (daher der Name Coupled-Wave Analysis). Das Differentialgleichungssystem (2.35) lässt sich in Matrixform schreiben als

$$\frac{\partial^2 \mathbf{S}_y}{\partial z^2} = \mathbf{G} \mathbf{S}_y. \quad (2.36)$$

Hierbei setzt sich der Vektor $\mathbf{S}_y(z)$ aus den Amplituden $S_{yi}(z)$ und die Eigenwertmatrix \mathbf{G} aus

$$\mathbf{G} = \mathbf{K}_x^2 - k^2 \mathbf{E} \quad (2.37)$$

zusammen. Die Matrix \mathbf{K}_x^2 ist eine Diagonalmatrix, die sich aus den Elementen k_{xi} zusammensetzt, während \mathbf{E} eine Matrix beschreibt, deren (i,p) -ter Eintrag sich aus $\hat{\epsilon}_{i-p}$ zusammensetzt. Zur Lösung von (2.36) verwendet man einen Exponentialansatz

$$S_{yi}(z) = \sum_m C_m \omega_{im} \exp(\lambda_m z). \quad (2.38)$$

Das Einsetzen dieser Reihe (2.38) in (2.36) ergibt ein Eigenwertproblem der Form

$$\mathbf{G} \mathbf{\Omega} = \mathbf{\Omega} \mathbf{\Lambda}^2. \quad (2.39)$$

Hierbei bezeichnet $\mathbf{\Omega}$ eine Matrix, deren Koeffizienten sich aus den Eigenvektorkomponenten ω_{im} zusammensetzen. Die Matrix $\mathbf{\Lambda}$ ist eine Diagonalmatrix, die sich aus den Eigenwerten λ_m zusammensetzt.

Die C_m sind Konstanten, die durch Anpassen der elektromagnetischen Felder an den Grenzflächen zu den Bereichen 1 und 2 gewonnen werden können.

Da der Vektor S_{yi} unendlich groß ist, sind die Eigenwerte und Eigenvektoren ebenfalls unendlich groß. In einer numerischen Implementierung auf einem Computer wird eine endliche Anzahl N der S_{yi} zur Lösung des Differentialgleichungssystems (2.36) benutzt. Dadurch wird erreicht, dass die Eigenwertmatrix auf $N \times N$ Einträge reduziert wird. Mit Hilfe eines Computers kann das Eigenwertproblem schließlich numerisch gelöst werden. Nach Berechnung der Eigenwerte λ_m und der Eigenvektoren ω_{im} werden diese in den Exponentialansatz (2.38) zurück eingesetzt. Die bis auf die Konstanten C_m bekannten Amplituden werden anschließend in (2.31) eingesetzt und durch die elektromagnetischen Randbedingungen

$$\mathbf{n}_{12} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0 \quad (2.40)$$

und

$$\mathbf{n}_{12} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = 0 \quad (2.41)$$

für das elektrische Feld an den Grenzflächen $z = 0$ und $z = h$ mit den Rayleighreihen (2.15) bzw. (2.16) angepasst. Der Normalenvektor \mathbf{n}_{12} ist mit dem Einheitsvektor \mathbf{e}_z identisch.

Für TM Polarisation wird ähnlich verfahren. Durch Einsetzen von (2.32), (2.33) und (2.34) in die Wellengleichung (2.10) ergibt sich ein System aus unendlich vielen gekoppelten Differentialgleichungen

$$\frac{\partial^2 \mathbf{U}_y(z)}{\partial z^2} = \mathbf{G} \mathbf{U}_y(z) \quad (2.42)$$

mit

$$\mathbf{G} = -k^2 \mathbf{E} + \mathbf{E} \mathbf{K}_x \mathbf{A} \mathbf{K}_x. \quad (2.43)$$

Hierbei bezeichnet $\mathbf{U}_y(z)$ einen Vektor, der sich aus den Komponenten $U_{yi}(z)$ zusammensetzt und \mathbf{A} eine Matrix, deren (i,p) -ter Eintrag jeweils die Fourierkomponente \hat{a}_{i-p} ist. Ähnlich wie zuvor für TE Polarisation beschrieben, fährt man fort, um die Amplituden R_i und T_i der gebeugten Ordnungen zu berechnen. Durch einen Exponentialansatz lässt sich (2.42) ebenfalls auf ein Eigenwertproblem zurückführen. Nach Bestimmen der Eigenwerte und Eigenvektoren werden an den Grenzflächen zu den Bereichen 1 und 2 mit Hilfe der elektromagnetischen Stetigkeitsbedingungen (2.40) und (2.41) die Amplituden R_i und T_i berechnet. Wie bei TE Polarisation beschränkt man sich auf die numerische Berechnung von N Beugungsordnungen.¹

¹Im Falle einer Beschränkung auf N Beugungsordnung sollte aus numerischen Gründen anstelle der Eigenwertmatrix (2.43) die Matrix

$$\mathbf{G} = -k^2 \mathbf{A}^{-1} + \mathbf{A}^{-1} \mathbf{K}_x \mathbf{E}^{-1} \mathbf{K}_x. \quad (2.44)$$

zur Berechnung der Eigenwerte und Eigenvektoren herangezogen werden [42][43].

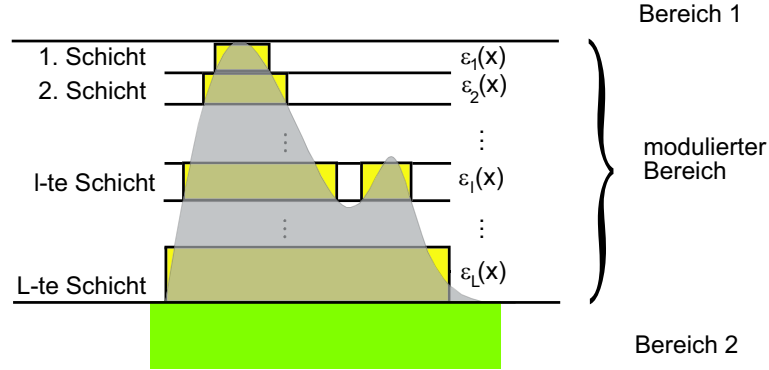


Abb. 2.6: Zerlegung eines Gitterprofils in L Schichten.

2.3.2 Verallgemeinerung auf beliebige Oberflächenprofile

Im vorherigem Abschnitt wurden nur binäre Gitterprofile zugelassen, d. h. die Permeabilität ϵ bzw. der Brechungsindex n war lediglich von x abhängig. Mit RCWA Verfahren lassen sich beliebige Gitterprofile analysieren. Hierbei wird wie folgt vorgegangen: Gemäß Abb. 2.6 wird das Gitterprofil in L binäre Schichten unterteilt. Für jede dieser binären Schichten kann, wie im zuvorigem Abschnitt bereits beschrieben, das elektrische und das magnetische Feld in die Reihen

$$E_{y,mod,l}(x, z) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} S_{yi,l}(z) \exp(-j(k_{xi}x)) \quad (2.45)$$

bzw.

$$H_{y,mod,l}(x, z) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} U_{yi,l}(z) \exp(-j(k_{xi}x)) \quad (2.46)$$

zerlegt werden. Da jede l -te Schicht als binäres Gitter vorliegt, können die elektrischen bzw. magnetischen Felder $E_{y,mod,l}(x, z)$ und $H_{y,mod,l}(x, z)$ wie zuvor geschildert durch ein gekoppeltes Differentialgleichungssystem beschrieben werden, das durch ein Eigenwertproblem gelöst werden kann. Die Amplituden R_i und T_i können durch Anpassen der elektromagnetischen Felder an allen Grenzflächen mittels den Randbedingungen (2.40) und (2.41) berechnet werden.

2.3.3 Auswirkung der Numerik auf das Design von DOEs

Um die Amplituden der Beugungsordnungen zu berechnen, ist es notwendig sich auf N Beugungsordnungen zu beschränken. Dadurch ergibt sich in der klassischen Beugung eine Eigenwertmatrix mit $N \times N$ Einträgen. Um eine hohe Genauigkeit der zu

berechnenden Amplituden R_i und T_i zu gewährleisten, sollten neben den propagierenden Beugungsordnungen eine genügend hohe Anzahl von evaneszenten Ordnungen im RCWA Rechenverfahren berücksichtigt werden. Die Genauigkeit der berechneten Amplituden kann hierbei überprüft werden, indem die Anzahl der Beugungsordnungen N schrittweise erhöht wird und die Konvergenz der R_i und T_i nachgewiesen wird. Da zur Berechnung der Amplituden eine ausreichende Anzahl von evaneszenten Beugungsordnungen benötigt wird, ist der Rechenaufwand für große Verhältnisse Λ/λ besonders hoch. Wird nämlich die Periode bei gleichbleibender Wellenlänge erhöht, müssen mehr Beugungsordnungen N in das RCWA Rechenverfahren berücksichtigt werden und damit eine größere Eigenwertmatrix gelöst werden. Da die Rechenzeit zur Lösung eines N -dimensionalen Eigenwertproblems proportional zur dritten Potenz von N und damit vom Verhältnis Λ/λ ansteigt, ist die Analyse von DOEs, deren Größe sich über mehrere Wellenlängen erstreckt, mit diesem Verfahren rechenaufwendig. Darüber hinaus stellen DOEs mit sehr großen Abmessungen gegenüber der Wellenlänge λ hohe Anforderungen an die Speicherkapazität der Rechneranlage, da die Speicheranforderungen mit dem Quadrat von N ansteigen.

2.4 Problembezogene Modifikationen des RCWA Verfahrens

In Abschnitt 2.3.3 wurde erwähnt, dass die Anforderungen an Rechenzeit und Speicherkapazität sehr schnell ansteigen, sobald das Verhältnis Λ/λ hohe Werte annimmt. Um dieses Problem zu umgehen, werden im folgenden einige Verfahren vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt wurden.

2.4.1 Große DOEs im off-axis Einfall

Üblicherweise werden in der klassischen Beugung die Rayleighreihen (2.15) und (2.16) über eine gleiche Anzahl von negativen und positiven Beugungsordnungen summiert, d. h. die Summation der Rayleighreihen (2.15) und (2.16) erstreckt sich von $i = -(N-1)/2$ bis $i = +(N-1)/2$ (N ist hierbei eine ungerade Zahl). Fällt Licht im nicht-senkrechten Einfall auf ein DOE ein, existieren mehr negative Beugungsordnungen als positive propagierende Beugungsordnungen. Im off-axis Einfall kann es nützlich sein, mehr negative Beugungsordnungen als positive Beugungsordnungen in die Berechnung zu berücksichtigen, um sowohl Rechenzeit als auch Speicheranforderungen zu reduzieren. Dieses Verfahren wurde in der vorliegenden Arbeit genutzt, um modulierte Bragg-Gitter zu analysieren.

2.4.2 Modellierung von endlichen DOEs

Wenn bestimmte Voraussetzungen erfüllt sind, kann zur Modellierung von endlichen DOEs auch eine Gittertheorie verwendet werden [18]. Hierzu wird das zu untersuchende DOE, dessen Abmessungen w und h betragen, periodisch fortgesetzt (siehe Abb. 2.7). Die Periode dieser Anordnung beträgt Λ und die Lücke zwischen zwei benachbarten Elementen beträgt g . Mit dem RCWA Verfahren werden die Amplituden R_i und T_i der reflektierten und transmittierten Beugungsordnungen numerisch berechnet. Mittels (2.16) wird anschließend in der Ebene $z = h$ das am DOE gebeugte elektrische Feld berechnet. Das vom Gitter transmittierte elektrische Feld $E_2(x, z = h)$ ist eine gute Näherung der elektrischen Feldverteilung eines isolierten DOEs, wenn g so gewählt wird, dass $E_2(x, z = h)$ bei $x = \pm\Lambda/2$ verschwindet und mit zunehmendem g konvergiert. Mit konventionellen wellenoptischen Rechenmethoden wie z. B. der Fresneltransformation [13] kann das berechnete elektrische Feld $E_2(x, z = h)$ genutzt werden, um die Feldverteilung in einer beliebigen Ebene $z > h$ zu berechnen.

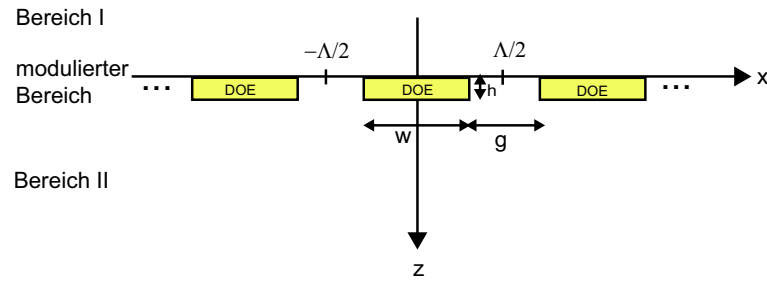


Abb. 2.7: Anordnung zur Berechnung von endlichen Gitterstrukturen mit dem RCWA Verfahren.

Kapitel 3

Polarisationssensitivität von hochfrequenten Gitterstrukturen

Gitterstrukturen, deren Strukturbreiten in der Größenordnung der Wellenlänge des einfallenden Lichtes liegen, zeigen besondere Eigenschaften, die für viele Anwendungen interessant sind. Hochfrequente Gitterstrukturen zeichnen sich nämlich durch ihre antireflektierenden Eigenschaften [28][47][48], und die Möglichkeit, Licht unter hohen Winkeln abzulenken [8], besonders aus. Basierend auf diesen Effekten wurden kürzlich optische Elemente mit antireflektierenden Gitterstrukturen beschichtet bzw. Ablenkgritter mit hohen Beugungswinkeln entworfen und hergestellt. Darüber hinaus finden solche Strukturen Anwendungen auf dem Gebiet des Fälschungsschutzes [10], da die Beugungswirkungsgrade von sog. Sublambdastrukturen vom Einfallswinkel und der Wellenlänge des einfallenden Lichtes abhängen. Hochfrequente Gitterstrukturen zeigen aber noch weitere besondere Eigenschaften. Da die Beugungswirkungsgrade und die Phasen der gebeugten Ordnungen von solchen Gittern zusätzlich von der Polarisation abhängen, ist es möglich, polarisationsoptische Elemente auf diffraktiver Basis zu realisieren. In der Vergangenheit wurde diese Eigenschaft ausgenutzt, um Elemente wie Polarisatoren, Polarisationsstrahlteiler und Phasenverzögerungsplatten [20]-[31] zu produzieren.

Da in dieser Arbeit die Anwendung von hochfrequenten Gitterstrukturen in optischen Systemen im Vordergrund steht, werden in diesem Kapitel wichtige polarisationsoptische Eigenschaften von diffraktiven Subwellenlängenstrukturen diskutiert. Hierbei wird auch auf die Gitterstrukturen, die im Pickupsystem bzw. im Ellipsometersystem eingesetzt werden, ausführlich eingegangen.

3.1 Zero-Order Gitter

3.1.1 Formdoppelbrechung

Gitter, deren Perioden so klein sind, dass sich nur die 0. Beugungsordnung in Reflexion und Transmission ausbreiten kann, sogenannte *Zero-Order Gitter*, zeigen besondere Eigenschaften, die im folgenden diskutiert werden. In Abb. 3.1 ist ein binäres Gitter dargestellt, das eine Periode Λ , eine Gitterhöhe h und ein Tastverhältnis f besitzt. Hierbei ist das Tastverhältnis f als das Verhältnis von Gittersteg zur Gitterperiode definiert. Es sei angenommen, dass das Gitter in ein Substrat, dessen Brechungsindex n_2 beträgt, geätzt ist. Das Material, das die Stege umgibt, besitzt den Brechungsindex n_1 und ist gewöhnlich Luft ($n_1 = 1$). Weiterhin sei angenommen, dass das Gitter mit einer senkrecht einfallenden monochromatischen ebenen Welle, deren Vakuumwellenlänge λ beträgt, beleuchtet werde. Ein Zero-Order Gitter für senkrechten Einfall liegt genau dann vor, wenn die Relation

$$\Lambda = \min\left(\frac{\lambda}{n_1}, \frac{\lambda}{n_2}\right) \quad (3.1)$$

erfüllt wird.

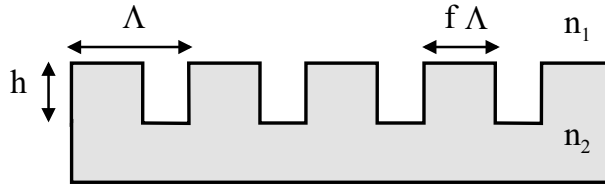


Abb. 3.1: Binäres Gitter.

Ein solches Gitter lässt sich in guter Näherung durch eine dielektrische Schicht mit einer Dicke h beschreiben, dessen *effektiver Brechungsindex* vom Verhältnis Λ/λ , dem Tastverhältnis f und der Polarisation des einfallenden Lichtes abhängt [69]. In Abb. 3.2 ist die Darstellung eines Zero-Order Gitters durch eine dielektrische Schicht verdeutlicht.

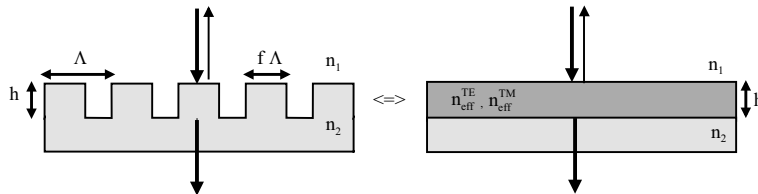


Abb. 3.2: Beschreibung eines Zero-Order Gitters als eine dielektrische Schicht.

Die dielektrische Schicht besitzt für die beiden Polarisationskomponenten die künstlichen Brechungsindizes n_{eff}^{TE} und n_{eff}^{TM} für TE bzw. TM Polarisation. Hierbei wird die

einfallende Welle als TE (TM) polarisiert bezeichnet, wenn der elektrische (magnetische) Feldvektor parallel zu den Gitterlinien steht. Die effektiven Brechungsindizes hängen von der Form des Gitters ab und lassen sich nach der *Effective Medium Theory* (EMT) nach dem Verhältnis Λ/λ in einer Reihe entwickeln [52]. Mit der EMT 0. Ordnung ergeben sich die Brechungsindizes zu

$$n_{eff,0}^{TE} = \sqrt{(1-f)n_1^2 + fn_2^2} \quad (3.2)$$

und

$$n_{eff,0}^{TM} = \sqrt{\frac{n_1^2 n_2^2}{(1-f)n_2^2 + fn_1^2}}. \quad (3.3)$$

Die Abhängigkeit der effektiven Brechungsindizes $n_{eff,0}^{TE}$ und $n_{eff,0}^{TM}$ ist als Funktion des Tastverhältnisses f in Abb. 3.3 dargestellt. Hierbei sei angenommen, dass das Gitter in einem Material mit dem Brechungsindex $n_2 = 1.5$ strukturiert ist.

Aus (3.2) und (3.3) ist ersichtlich, dass die effektiven Brechungsindizes unabhängig vom Verhältnis Λ/λ sind. Der Gültigkeitsbereich von (3.2) und (3.3) liegt ungefähr bei $\Lambda/\lambda < 1/40$. Für eine Wellenlänge von $\lambda = 633 \text{ nm}$ bedeutet dies, dass die Gitterperiode maximal 16 nm betragen darf, um die Gültigkeit von (3.2) und (3.3) nicht zu verletzen. Da solche kleine Gitterperioden sich nur sehr schwer herstellen lassen, müssen für praktische Systeme weitere Ordnungen Λ/λ in die Berechnung der effektiven Brechungsindizes einfließen. In der EMT 2. Ordnung lassen sich die effektiven Brechungsindizes nach [69] als

$$n_{eff,2}^{TE} = [(n_{eff,0}^{TE})^2 + \frac{1}{3}[\pi \frac{\Lambda}{\lambda} f(1-f)]^2 (n_2^2 - n_1^2)^2]^{\frac{1}{2}} \quad (3.4)$$

$$n_{eff,2}^{TM} = [(n_{eff,0}^{TM})^2 + \frac{1}{3}[\pi \frac{\Lambda}{\lambda} f(1-f)]^2 (\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2})^2 (n_{eff,0}^{TM})^6 (n_{eff,0}^{TE})^2]^{\frac{1}{2}} \quad (3.5)$$

beschreiben.

Das Auftreten eines Brechungsindexunterschiedes zwischen TE und TM Polarisation bei Zero-Order Gittern wird als *Formdoppelbrechung* bezeichnet, da die effektiven Brechungsindizes vom Gitterprofil, also von der Form des Zero-Order Gitters, abhängen. Basierend auf diesen Effekt wurden Antireflexionselemente hergestellt [28][47][48]. Hierbei wird durch geeignete Wahl des effektiven Brechungsindex, der von den Gitterparametern f und h abhängt, die Reflexion vermindert. Da der effektive Brechungsindex für beide Polarisationen verschieden ist, kann die Reflexion mit einer eindimensionalen Gitterstruktur nur für eine Polarisation minimiert werden. Diese Einschränkung lässt sich aber vermeiden, wenn zweidimensionale Gitterstrukturen zur Minderung der Reflexion verwendet werden.

Der Brechungsindexunterschied zwischen TE und TM Polarisation kann genutzt werden, um Phasenverzögerungsplatten herzustellen [26]-[28]. Einfallendes Licht, dass sich

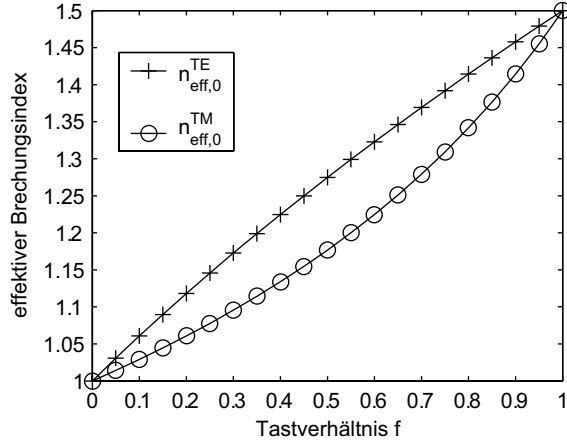


Abb. 3.3: Effektive Brechungsindizes als Funktion des Tastverhältnisses f .

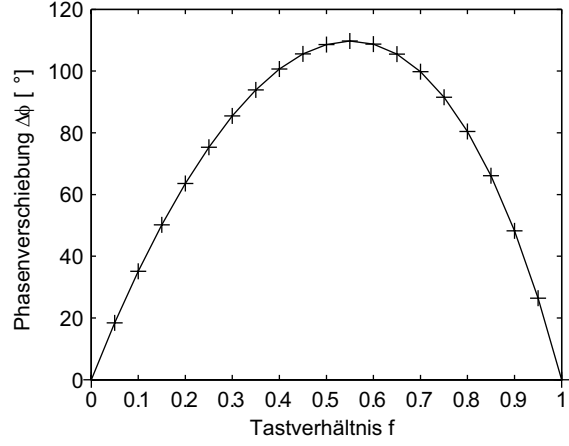


Abb. 3.4: Phasenverschiebung $\Delta\phi$ als Funktion des Tastverhältnisses f .

in einem Mischzustand von TE und TM Polarisation befindet, erfährt nach Passieren eines Zero-Order Gitters eine Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ zwischen TE und TM Polarisation von

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi(n_{\text{eff}}^{\text{TE}} - n_{\text{eff}}^{\text{TM}})h}{\lambda}. \quad (3.6)$$

Hierbei bezeichnen $n_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ und $n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ die effektiven Brechungsindizes, die mit Hilfe der EMT berechnet werden können. Da die effektiven Brechungsindizes $n_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ und $n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ vom Tastverhältnis und von der Gitterperiode des Gitters abhängen, kann durch geeignete Wahl von f , Λ und h theoretisch jede beliebige Phasenverschiebung zwischen TE und TM Polarisation erreicht werden. In Abb. 3.4 ist die Phasenverschiebung als Funktion des Tastverhältnisses f für ein binäres Gitter dargestellt. Das Gitter besitzt eine Gitterhöhe von $h = 2000$ nm, ist in Glas strukturiert ($n_1=1$, $n_2=1.5$) und wird mit einer Vakuumwellenlänge von $\lambda = 650$ nm beleuchtet. Zur Berechnung der effektiven Brechungsindizes wurden die Näherungen (3.2) und (3.3) benutzt, um mit (3.6) die Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ zwischen TE und TM Polarisation zu berechnen.

3.1.2 Physikalische Mechanismen in Zero-Order Gittern

Im vorherigem Abschnitt wurden die makroskopischen Eigenschaften von Zero-Order Gitter behandelt. Für die Anwendungen von diffraktiven Phasenverzögerungsplatten in mikrooptischen Ellipsometersystemen (Kapitel 5) ist eine Betrachtung der physikalischen Mechanismen in Zero-Order Gittern nützlich.

In Abb. 3.5 ist die Geometrie eines solchen Gitters dargestellt. Die Gitterstruktur ist in einem Substrat geätzt, dessen Brechungsindex $n_1 = 1.457$ beträgt. Zusätzlich sei angenommen, dass die Gitterstege von Luft ($n_2 = 1$) umgeben sind. Die Gitterperiode,

die Gitterhöhe und das Tastverhältnis werden als Λ , h und f bezeichnet. Das Substratmaterial befindet sich in einem Halbraum, der sich von $z=-\infty$ bis $z=0$ erstreckt. Die brechungsindexmodulierte Zone erstreckt sich von $z=0$ bis $z=h$. Im Halbraum $z=h$ bis $z=\infty$ befindet sich Luft.

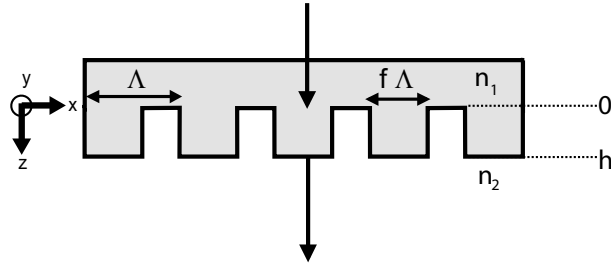


Abb. 3.5: Geometrie zur Beugung an einem Zero-Order Gitter.

Wenn das in Abb. 3.5 gezeigte Gitter mit einer ebenen Welle, deren Vakuumwellenlänge $\lambda = 650 \text{ nm}$ beträgt, in TE Polarisation beleuchtet wird, so ergibt sich für ein Gitter mit den Parametern $\Lambda = 400 \text{ nm}$, $h = 2040 \text{ nm}$ und $f\Lambda = 200 \text{ nm}$ die in Abb. 3.6 gezeigte Feldverteilung.¹ Hierbei ist die y -Komponente des elektrischen Feldes als Funktion der Ortskoordinaten x und z dargestellt. In Abb. 3.6 ist zu erkennen, dass das einfallende Licht in die Gitterstege eingekoppelt wird und sich dort, ähnlich wie in einem symmetrischen Monomode Streifenwellenleiter, ausbreitet. Das elektrische Feld bildet hierbei sowohl in x -Richtung als auch in z -Richtung einen sinusartigen Verlauf.

Da die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer elektromagnetischen Monomode Welle innerhalb eines Streifenwellenleiters von den Abmessungen des Leiters abhängt, ist zu erwarten, dass bei einer Änderung der Gitterstegbreite sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Monomode Welle ändert.

Durch die Einführung von neuen effektiven Brechungsindizes n_{MWL} lassen sich quantitative Aussagen über die Ausbreitungsgeschwindigkeiten innerhalb der Stege treffen. Aus der Bestimmung des Abstandes zweier benachbarter Maxima des elektrischen Feldes innerhalb der Gitterstege ist es möglich, den effektiven Brechungsindex des Monomode Streifenwellenleiters zu berechnen. Bezeichnet λ_{max} den Abstand zweier benachbarter Maxima des elektrischen Feldes innerhalb der Gitterstege und λ die Vakuumwellenlänge des einfallenden Lichtes, so lässt sich der effektive Brechungsindex des Streifenwellenleiters mit der Formel

$$n_{MWL} = \frac{\lambda}{\lambda_{max}} \quad (3.7)$$

berechnen. In Tabelle 3.1 sind für zwei Streifenwellenleiter, die effektiven Brechungsindizes, die mittels (3.7) bestimmt wurden, aufgelistet. Zusätzlich enthält Tabelle 3.1 die effektiven Brechungsindizes, die mit (3.4) und (3.5) aus der Effective Medium Theory

¹Die numerische Berechnung sämtlicher elektromagnetischer Feldverteilungen erfolgte mit dem RCWA-Verfahren (Kapitel 2)

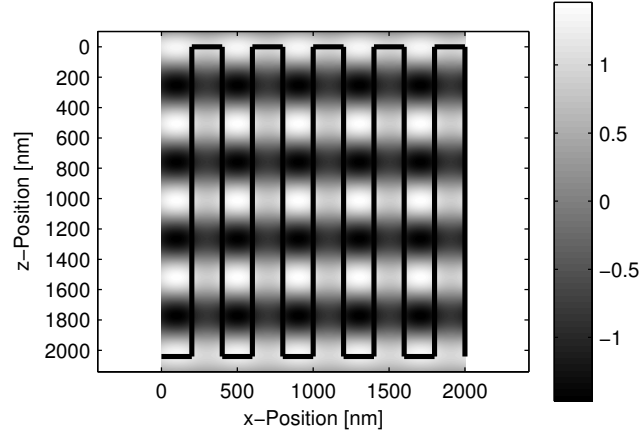


Abb. 3.6: Elektrische Feldverteilung der E_y Feldkomponente als Funktion des Ortes x und z . Die schwarzen Linien zeigen die Begrenzungen der Gitterstege.

nullter Ordnung berechnet wurden. In Tabelle 3.1 ist zu erkennen, dass die Brechungsindizes, die mittels der Effective Medium Theory und der Abstandsmethode (3.7) berechnet wurden, stark voneinander abweichen.

Stegbreite [nm]	n_{MWL}^{TE}	n_{eff}^{TE}	n_{MWL}^{TM}	n_{eff}^{TM}
200	1.2846	1.2496	1.2059	1.1660
300	1.3771	1.3573	1.3238	1.2875

Tabelle 3.1: Effektive Brechungsindizes für ein binäres Zero-Order Gitter mit den Parametern $\Lambda = 400 \text{ nm}$, $h = 2040 \text{ nm}$, $n_1 = 1.000$, $n_2 = 1.457$. Die Beleuchtungswellenlänge beträgt 650 nm . Die effektiven Brechungsindizes werden als n_X^Y notiert. Während Y für die Polarisierung steht, bezeichnet X die Methode, mit der die effektiven Brechungsindizes berechnet wurden ($X = MWL$: Abstandsmethode, $X = eff$: effective Medium Theory)

Da die Ausbreitungsgeschwindigkeit eines Monomode Streifenwellenleiters neben der Abmessung des Kerns auch von der Polarisierung abhängt, ist zu erwarten, dass sich die Propagationsgeschwindigkeiten für TE und TM Polarisierung innerhalb der Gitterstege unterscheiden. In Abb. 3.7 ist die magnetische Feldverteilung H_y als Funktion des Ortes x und z dargestellt, die bei einer Beleuchtung eines Gitters mit den Parametern $\Lambda = 400 \text{ nm}$, $h = 2040 \text{ nm}$ und $f\Lambda = 200 \text{ nm}$ theoretisch auftreten würde. Auf den ersten Blick scheint die magnetische Feldverteilung qualitativ mit der in Abb. 3.6 gezeigten Feldverteilung übereinzustimmen. Eine numerische Analyse zeigt jedoch signifikante Unterschiede. Die numerische Bestimmung der Maximaabstände aus den Abbildungen 3.6 und 3.7 ergab, dass ein Gitter mit den Parametern $\Lambda = 400 \text{ nm}$, $h = 2040 \text{ nm}$ und $f\Lambda = 200 \text{ nm}$ einen Brechungsindexunterschied von 0.0787 und damit eine Phasenverschiebung von 88.9° zwischen TE und TM Polarisierung einführt.

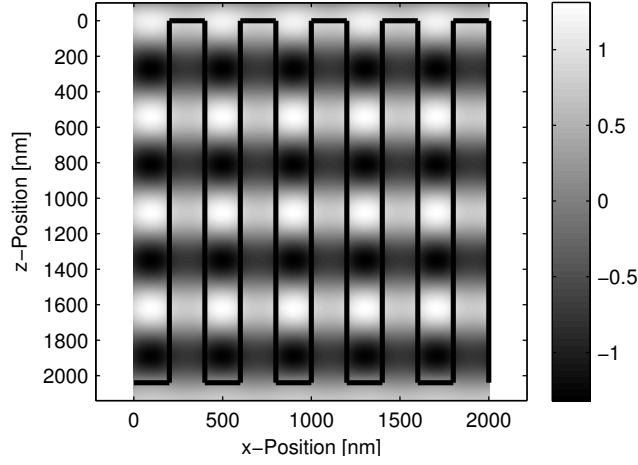


Abb. 3.7: y-Komponente des Magnetfeldes als Funktion des Ortes.

3.2 Bragg-Gitter

In diesem Abschnitt werden Gitter, die unter Bragg Einfall beleuchtet werden, betrachtet. In Abb. 3.8 ist ein binäres Gitter mit der Gitterperiode Λ , Gitterhöhe h und Tastverhältnis f dargestellt. Es sei angenommen, dass das Gitter in ein Substrat mit einem Brechungsindex n_2 geätzt ist und von Material mit einem Brechungsindex n_1 umgeben ist. Der Einfall erfolgt in der x - z Ebene unter dem Braggwinkel

$$\alpha_B = \arcsin\left(\frac{\lambda}{2n_1\Lambda}\right), \quad (3.8)$$

wobei λ die Wellenlänge des einfallenden Lichtes bezeichnet. Die Periode Λ ist so gewählt, dass sich lediglich die 0. und -1. Beugungsordnung in Transmission ausbreiten können. Aus der Gittergleichung (2.24) geht hervor, dass dieser Fall genau dann eintritt, wenn die Gitterperiode Λ die Relation

$$\frac{\lambda}{2n_2} \leq \Lambda \leq \frac{3\lambda}{2n_2} \quad (3.9)$$

erfüllt.

Aus der Gittergleichung (2.24) ergeben sich weitere interessante Schlussfolgerungen. So lässt sich unter anderem zeigen, dass der Beugungswinkel θ_{-1} der -1. Ordnung in Transmission identisch mit dem Beugungswinkel der 0. Ordnung θ_0 ist. Darüber hinaus kann demonstriert werden, dass der Braggwinkel α_b für $n_1 = 1$ und $n_2 = 1.5$ hohe Werte annimmt. Für eine Gitterperiode von $\Lambda = \lambda$ ergibt sich damit ein Braggwinkel von 30° . Tritt die -1. bzw. die 0. Beugungsordnung aus dem Substrat in einem Medium mit einem Brechungsindex n_1 aus, so beträgt der Austrittswinkel α_b .

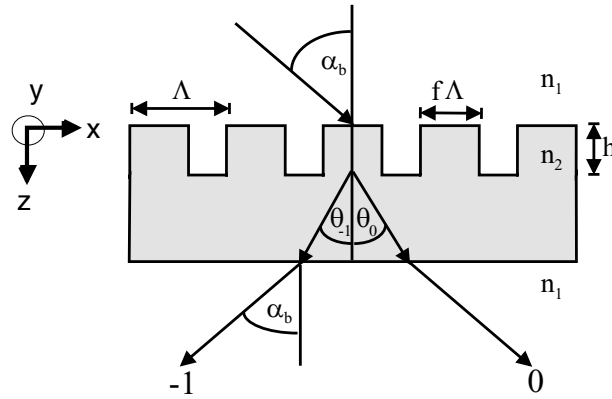


Abb. 3.8: Binäres Bragg-Gitter. Zur besseren Übersicht sind in dieser Abbildung die reflektierten Beugungsordnungen nicht dargestellt.

Betrachtungen zum Beugungswirkungsgrad

Aus der von Kogelnik formulierten *Coupled Wave Theory* [34] für Volumengitter ist bekannt, dass hohe Beugungswirkungsgrade in der -1. Ordnung erzielt werden können, wenn Transmissionsvolumengitter unter Bragg Einfall beleuchtet werden. Ein Beugungswirkungsgrad von 100 % ist hierbei theoretisch in der -1. Beugungsordnung erreichbar, wenn für eine gegebene Brechungsindexmodulation eine geeignete Gitterdicke gewählt wird. Mit Oberflächengittern, deren Gitterperioden sich in der Größenordnung der Wellenlänge des einfallenden Lichtes bewegen ($\Lambda \approx \lambda$), lassen sich ebenfalls hohe Beugungswirkungsgrade in der -1. Ordnung erzielen. So wurde in der Vergangenheit theoretisch und experimentell gezeigt, dass solche Bragg-Gitter über 90 % der einfallenden Lichtleistung in die -1. Beugungsordnung ablenken können [57][73][74].

Solche Gitter sind z. B. für Anwendungen auf dem Gebiet der Lasermaterialbearbeitung geeignet, um Lichtstrahlen hocheffizient unter hohen Winkeln abzulenken [38]. Gitterstrukturen, die in ein geeignetes Material geätzt sind, besitzen im Vergleich zu metallischen Spiegeln eine sehr hohe Zerstörschwelle. Auch gegenüber Prismen sind Bragg-Gitter die bessere Alternative. Ein Prisma besitzt nämlich lange optische Weglängen und ist dadurch anfälliger für laserinduzierte Zerstörung. Bragg-Gitter dagegen, die in ein herkömmliches Quarzglassubstrat geätzt sind (Dicke ungefähr 0.8 mm) weisen kleinere optische Weglängen auf und sind daher weniger anfällig auf diese Art der Zerstörung.

Im folgenden wird demonstriert, wie ein solches Ablenkelement entworfen werden kann. Es sei angenommen, dass der Brechungsindex n_1 und n_2 den Wert 1.0 bzw. 1.5 annimmt. Der Braggwinkel solle $\alpha_B = 45^\circ$ betragen, wodurch die Beziehung $\Lambda = 0.707\lambda$ impliziert wird. Weiterhin sei angenommen, dass die Wellenlänge $\lambda = 0.633\mu\text{m}$ beträgt und TE polarisiert ist. Da ein binäres Gitter vorliegt, verbleiben als Freiheitsgrade beim Entwurf eines hocheffizienten Ablenkglitters die Gitterhöhe h und das Tastverhältnis f .

Um ein hocheffizientes Ablenkgritter zu entwerfen, muss der Beugungswirkungsgrad in Transmission η_{-1}^{TE} maximiert werden. Hierzu wird für ein numerisches Optimierungsverfahren eine Minimierungsfunktion wie z. B.

$$\Delta E = -\eta_{-1}^{TE}(f, h) \quad (3.10)$$

benötigt, um den Beugungswirkungsgrad in der -1. Ordnung zu optimieren. Eine mögliche Lösung, die mit dem Simulated Annealing Prozess bestimmt wurde, ist $h = 1.39\mu m$ und $f = 0.521$. Ein Gitter mit diesen Parametern besitzt einen Beugungswirkungsgrad η_{-1}^{TE} von 96.4 %.

In dieser Optimierung wurde die Polarisation des einfallenden Lichts nicht betrachtet. Wird das zuvor optimierte Ablenkgritter mit TM polarisiertem Licht beleuchtet, beugt es nur noch 43.5 % der einfallenden Lichtleistung in die -1. Beugungsordnung ab. Dieses Beispiel demonstriert eindrucksvoll die hohe Polarisationsempfindlichkeit solcher Strukturen.

Polarisationsstrahlteiler

Wenn die Beugungswinkel der -1. und 0. Beugungsordnung in einem Transmissionsvolumengitter einen Winkel von 90° bilden, kann sogar eine vollständige Polarisationstrennung erreicht werden [16]. Durch geeignete Wahl einer Brechungsindexmodulation und Gitterdicke, kann für TE bzw. TM Polarisation ein theoretischer Beugungswirkungsgrad von jeweils 100 % in der -1. bzw. 0. Beugungsordnung erzielt werden. Mit Oberflächengittern, deren Gitterperioden sich in der Größenordnung der Wellenlänge des einfallenden Lichtes bewegen ($\Lambda \approx \lambda$) lässt sich ebenfalls eine Polarisationstrennung erzielen (siehe auch Abb. 3.9). Durch geeignete Wahl von Λ , h und f kann eine solche Trennung erzielt werden. Basierend auf diesen Effekt wurden Oberflächengitter als Polarisationsstrahlteiler entworfen und hergestellt [24][25].

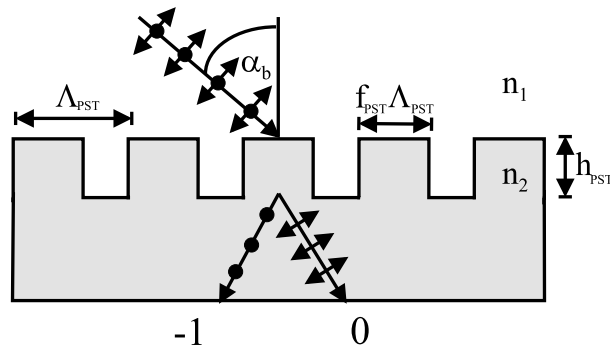


Abb. 3.9: Bragg-Gitter als Polarisationsstrahlteiler

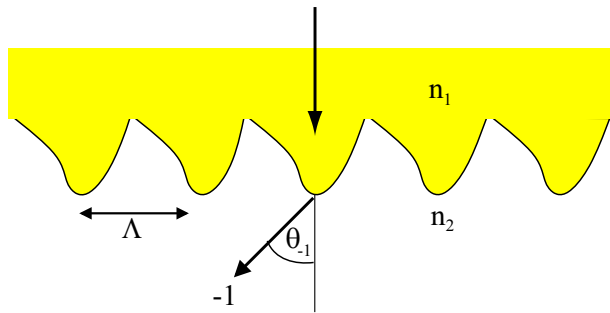


Abb. 3.10: Graphische Darstellung des Beugungswinkels θ_{-1} für ein Beugungsgitter.

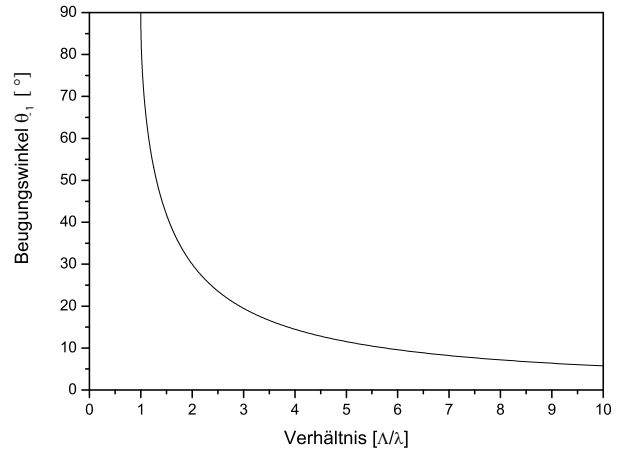


Abb. 3.11: Beugungswinkel θ_{-1} als Funktion des Verhältnisses Λ/λ .

3.3 Hohe Beugungswinkel

Hochfrequente Gitterstrukturen mit hohen Beugungswinkeln sind für viele Anwendungen besonders interessant. Neben der Strahlformung von Laserdioden mit einer hochaperturigen Abstrahlcharakteristik [9], finden solche Gitterstrukturen unter anderem Anwendung als Lichtfallen in Solarzellen [11] oder als Einkoppelemente für planar integrierte Freiraum-Optiken [5]. Wichtige optische Eigenschaften solcher DOEs, wie z. B. der Beugungswirkungsgrad, werden in den folgenden Abschnitten betrachtet.

3.3.1 Geometrisch optische Betrachtungen

In Abb. 3.10 ist die -1. Beugungsordnung, die im Winkel θ_{-1} abgelenkt wird, für ein beliebig geformtes Oberflächengitter dargestellt. Es sei angenommen, dass eine ebene Welle mit einer Vakuumwellenlänge von λ senkrecht auf das Gitter fällt. Zudem wird vorausgesetzt, dass das Gitter in ein Substrat mit einem Brechungsindex n_1 geätzt ist und eine Gitterperiode Λ besitzt. Das Gitter ist von einem Material mit dem Brechungsindex $n_2 = 1$ umgeben. Für senkrecht einfallendes Licht ergibt sich der Beugungswinkel θ_{-1} der -1. Beugungsordnung in Transmission aus der Gittergleichung (2.24) zu

$$\theta_{-1} = \arcsin\left(\frac{\lambda}{\Lambda}\right). \quad (3.11)$$

In Abb. 3.11 ist der Beugungswinkel θ_{-1} als Funktion des Verhältnisses Λ/λ dargestellt. Hier ist es ersichtlich, dass Perioden in der Größenordnung der Wellenlänge λ des einfallenden Lichtes hohe Beugungswinkel ergeben. Ist die Gitterperiode doppelt so groß wie die Wellenlänge des einfallenden Lichtes ($\Lambda/\lambda = 2$), ergibt sich bereits ein Ablenkungswinkel von 30° . Ablenkungsgitter mit hohen Einfallswinkeln sind interessant, wenn diese in

Kombination mit dem bereits in Abschnitt 3.2 behandelten diffraktiven Polarisationsstrahlteiler betrieben werden. So sind solche Ablenkgritter besonders geeignet, um senkrecht einfallendes Licht in den großen Braggwinkel α_B eines Polarisationsstrahlteilers abzulenken, was in Abb. 3.12 dargestellt ist. Umgekehrt kann das von einem Polarisationsstrahlteiler abgelenkte Licht in senkrecht ausfallendes Licht konvertiert werden, was ebenfalls in Abb. 3.12 illustriert ist. In Kombination mit ferroelektrischen Flüssigkristallen kann eine solche Anordnung genutzt werden, optische Schaltsysteme zu realisieren [72]. In [72] wurde vorgeschlagen, solche Anordnungen mit Volumengittern zu konstruieren. In Hinsicht auf eine Massenproduktion wäre eine Realisierung mittels Oberflächengitter aufgrund der Abformbarkeit vorteilhafter. Um das System hocheffizient zu gestalten, ist es hierbei von großer Bedeutung das Profil der Ablenkgritter auf maximale Beugungseffizienz zu optimieren. Im nächsten Abschnitt werden hierzu theoretische Betrachtungen durchgeführt.

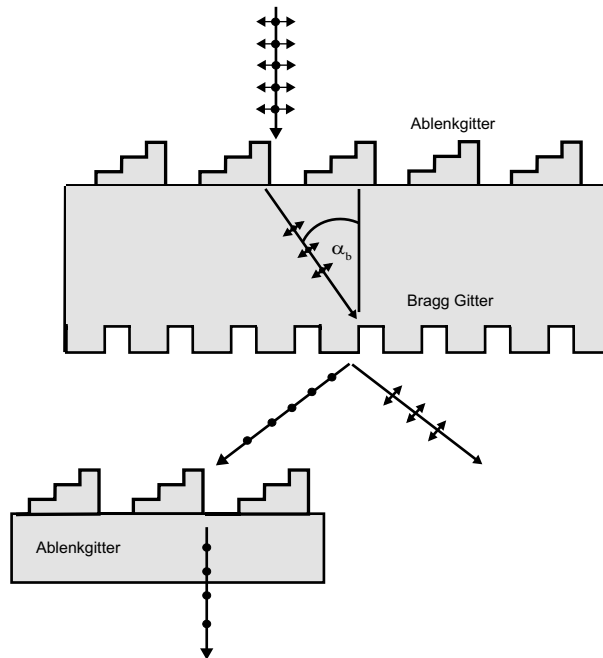


Abb. 3.12: Ablenkgritter für einen Bragg Polarisationsstrahlteiler

3.3.2 Betrachtungen zum Beugungswirkungsgrad

Die Beugungswirkungsgrade von Gittern mit Perioden in der Größenordnung der Wellenlänge des einfallenden Lichtes hängen sehr stark vom gewünschten Ablenkwinkel und daher von der Gitterperiode ab. Darüber hinaus hängen die Beugungswirkungsgrade von der Polarisation des einfallenden Lichtes ab. Die eben geschilderte Problematik wird anhand eines binären Gitters sowie eines vierstufigen Treppengitters in den folgenden Abschnitten erläutert.

Binäre Gitter

In Abb. 3.13 ist ein binäres Gitter dargestellt, das mit einer senkrecht einfallenden, ebenen Welle beleuchtet wird. Der Einfall der ebenen Welle erfolgt im Substrat, dessen Brechungsindex $n_1 = 1.5$ beträgt. Es sei angenommen, dass das Gitter in das Substrat geätzt ist und von Luft umgeben ist ($n_2 = 1$). Die Gitterhöhe nimmt den Wert

$$h = \frac{\lambda}{2(n_1 - n_2)} \quad (3.12)$$

an, wobei λ die Vakuumwellenlänge des einfallenden Lichtes bezeichnet. Ein binäres Gitter mit dieser Höhe wird als π -Schichtgitter bezeichnet und zeigt nach der skalaren Beugungstheorie einen theoretischen Beugungswirkungsgrad von 40.5 %, wenn die Stegbreite mit der Grabenbreite übereinstimmt ($f = 0.5$) [55]. Die theoretischen Beugungswirkungsgrade eines solchen Gitters, sind in der Abb. 3.14 als Funktion des Verhältnisses aus der Gitterperiode und der Wellenlänge des einfallenden Lichtes Λ/λ für TE und TM Polarisation aufgetragen. Zur Berechnung der Beugungswirkungsgrade wurde zum einen die skalare Beugungstheorie und die RCWA verwendet. Die Beugungswirkungsgrade, die von der skalaren Beugungstheorie vorausgesagt werden, sind unabhängig von der Polarisation und dem Verhältnis Λ/λ . Aus Abb. 3.14 ist aber zu entnehmen, dass der Beugungswirkungsgrad zumindest für Perioden bis zu 4λ deutlich vom Verhältnis Λ/λ und der Polarisation des einfallenden Lichtes abhängen. Bei einem Verhältnis von $\Lambda/\lambda \approx 2$ ist z. B. ein ausgeprägtes Minimum für TE Polarisation erkennbar. Dies liegt daran, dass die 2. bzw. -2. Beugungsordnung für $\Lambda = 2\lambda$ einen Beugungswinkel von 90° annehmen. Wird die Periode Λ bei gleich bleibender Beleuchtungswellenlänge λ verringert, wird die 2. bzw. -2. Beugungsordnung evaneszent, wodurch sich eine Energieumverteilung in den propagierenden Beugungsordnungen ergibt.

Durch Optimierung der Gitterhöhe h und des Tastverhältnisses f ist es möglich, einen wesentlich höheren Beugungswirkungsgrad in der -1. Beugungsordnung zu erzielen. In Tabelle 3.2 sind die Gitterparameter und die dazugehörigen Beugungswirkungsgrade in der -1. Beugungsordnung für zwei optimierte binäre Gitter aufgelistet. Zum Vergleich sind in Tabelle 3.2 zusätzlich die Gitterparameter eines π -Schichtgitters mit $f = 0.5$ sowie die dazugehörigen rigoros berechneten Beugungswirkungsgrade hinzugefügt worden.

Die Perioden der drei binären Gitter wurden so gewählt, dass die Gitter einen Beugungswinkel von 30° für die -1. Beugungsordnung aufweisen. Aus Tabelle 3.2 ist zu entnehmen, dass durch Optimierung der Gitterparameter f und h vor allem für TE Polarisation eine Effizienzverbesserung erzielt werden konnte.

Vierstufiges Treppengitter

In Abb. 3.15 ist ein Blazegitter mit einer Gitterperiode Λ dargestellt, dass in ein Substrat mit einem Brechungsindex n_1 geätzt ist. Nach der skalaren Beugungstheorie ist ein

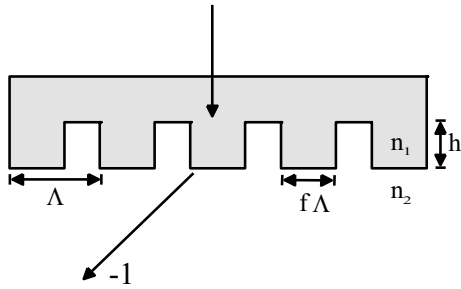


Abb. 3.13: Graphische Darstellung der -1. Beugungsordnung für ein binäres Gitter.

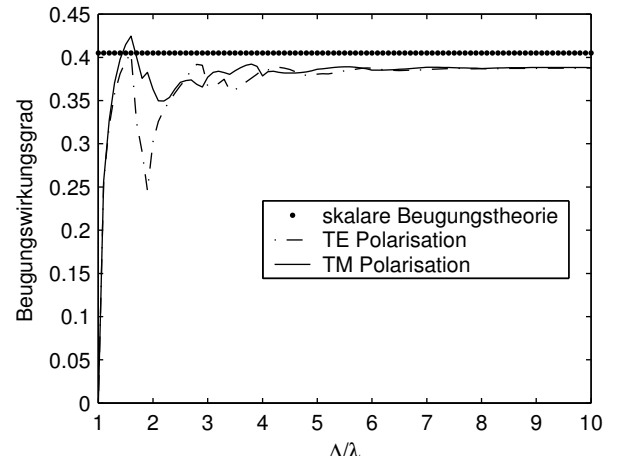


Abb. 3.14: Beugungswirkungsgrad in der -1. Beugungsordnung für ein binäres Gitter als Funktion des Verhältnisses Λ/λ .

Gittertyp	f	h/λ	η_{-1}^{TE} [%]	η_{-1}^{TM} [%]
π -Schichtgitter	0.5	1	30.2	36.3
auf TE Polarisation optimiertes Gitter	0.287	1.028	43.6	37.9
auf TM Polarisation optimiertes Gitter	0.355	1.037	41.8	40.4

Tabelle 3.2: Beugungswirkungsgrade für binäre Gitter

theoretischer Beugungswirkungsgrad von 100 % in der -1. Beugungsordnung erzielbar, wenn ein solches Gitter eine Gitterhöhe von

$$h = \frac{\lambda}{n_1 - n_2} \quad (3.13)$$

aufweist. Hierbei bezeichnet λ die Vakuumwellenlänge des einfallenden Lichtes und n_2 den Brechungsindex im umgebenden Medium (i. A. Luft). Da die Fertigung perfekter Sägezahngritter mittels direkten Laser- bzw. Elektronenstrahlschreibtechniken nicht möglich ist [70][76][77], werden Sägezahnprofile üblicherweise durch Treppengitter angenähert (siehe Abb. 3.16).

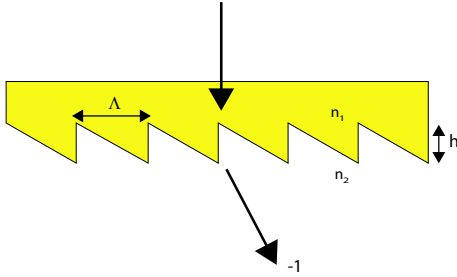


Abb. 3.15: *Blazegitter.*

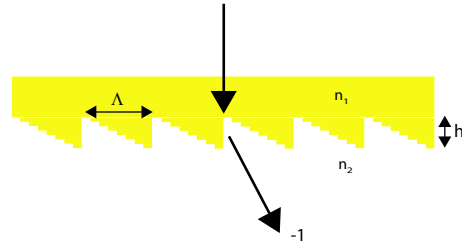


Abb. 3.16: *Treppengitter.*

Multilevelstrukturen, wie sie z. B. in Abb. 3.17 dargestellt sind, zeigen einen hohen Beugungswirkungsgrad in der -1. Beugungsordnung und sind daher für den Einsatz als Ablenkelemente prädestiniert. Solche Elemente sind zum Beispiel für den Einsatz in 'gestapelten' optischen Systemen, so wie sie in Abb. 3.12 dargestellt sind, von großer Bedeutung. Im folgenden wird angenommen, dass das in Abb. 3.17 gezeigte Gitter in ein Substrat mit einem Brechungsindex von $n_1 = 1.5$ geätzt ist. Das Gitter ist von Luft ($n_2 = 1$) umgeben und wird mit einer senkrecht einfallenden ebenen Welle beleuchtet. Das geätzte Gitter besitzt ein treppenförmiges Profil, dessen Übergangspunkte und Stufenhöhen durch die Parameter x_i bzw. h_i beschrieben werden. Der Index i kann für das in Abb. 3.17 gezeigte 4-stufige Gitter die Werte 1, 2 und 3 annehmen. Werden die Übergangspunkte x_i und h_i auf $\frac{i\Lambda}{4}$ bzw. $\frac{\lambda}{4(n_1 - n_2)}$ gesetzt, so ist nach der skalaren Beugungstheorie ein Beugungswirkungsgrad von 81.5 % zu erwarten. Wie bei den binären Gittern ist eine starke Abweichung von diesem Wert zu erwarten, wenn das Ablenkgritter einfallendes Licht unter hohen Winkeln abbeugen soll. In Abb. 3.18 ist der Beugungswirkungsgrad als Funktion des Verhältnisses aus der Gitterperiode und der Wellenlänge des einfallenden Lichtes Λ/λ aufgetragen. Hier ist erkennbar, dass der Beugungswirkungsgrad in der -1. Beugungsordnung stark von der Gitterperiode und der Polarisierung des einfallenden Lichtes abhängt. Bei einem Verhältnis von $(\Lambda/\lambda \approx 2)$ ist, ähnlich wie bei den binären Gittern zuvor beobachtet, ein ausgeprägtes Minimum erkennbar. Ein Ablenkgritter mit einem Beugungswinkel von 30° zeigt lediglich einen Beugungswirkungsgrad von 26%, wenn es mit TE polarisiertem Licht beleuchtet wird. Ähnlich wie bei den binären Gittern ist es möglich, den Beugungswirkungsgrad in der -1. Beugungsordnung zu erhöhen. Durch die Wahl eines neuen Parametersatzes x_i bzw. h_i , der durch

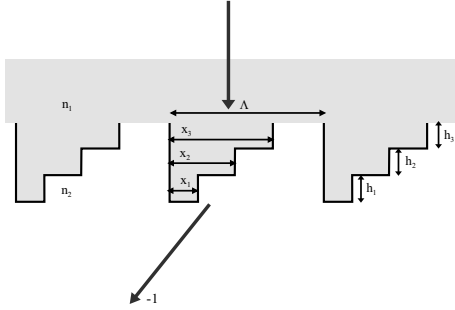


Abb. 3.17: Graphische Darstellung der -1. Beugungsordnung für ein 4-stufiges Treppengitter.

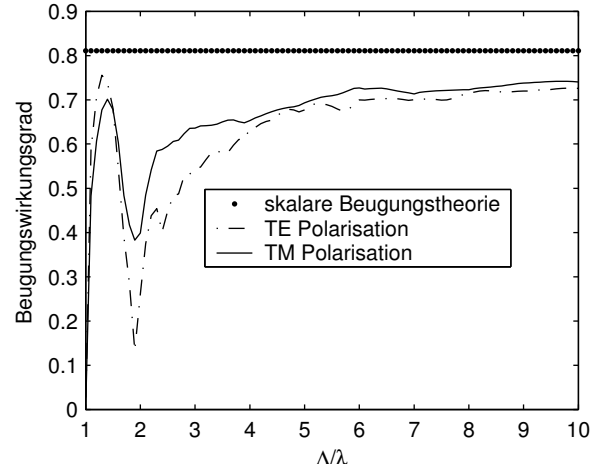


Abb. 3.18: Beugungswirkungsgrad in der -1. Beugungsordnung für ein 4-stufiges Treppengitter als Funktion des Verhältnisses Λ/λ .

Optimierung gewonnen werden kann, ist es möglich den Beugungswirkungsgrad in der -1. Beugungsordnung deutlich zu erhöhen [37]. In Tabelle 3.3 sind die Beugungswirkungsgrade von zwei optimierten Gittern aufgelistet. Zum Vergleich sind zusätzlich die Beugungswirkungsgrade eines vierstufigen Treppengitters hinzugefügt worden, dessen Gitterparameter nach der skalaren Beugungstheorie einen Beugungswirkungsgrad von 81.5 % erwarten lassen. Aus Tabelle 3.3 ist zu entnehmen, dass durch Optimierung der Gitterparameter Beugungswirkungsgrade von etwa 90 % theoretisch erzielt werden können.

Gittertyp	x_1/Λ	x_2/Λ	x_3/Λ	h_{ges}/λ	$\eta_{-1}^{TE} [\%]$	$\eta_{-1}^{TM} [\%]$
4-stufiges Ablenkgritter	0.75	0.5	0.25	1.5	26.0	39.9
auf TE Polarisation optimiert	0.458	0.1426	0.1234	1.8639	89.8	70.3
auf TM Polarisation optimiert	0.5371	0.1799	0.1722	2.2656	55.5	90.4

Tabelle 3.3: Beugungswirkungsgrade für ein Ablenkgritter

3.4 Modulierte Gitterstrukturen

Durch gezielte Einführung von Störungen (Modulationen) in einem periodischen Gitter ist es möglich die Wellenfront der Beugungsordnungen zu verändern. Dieser Aspekt ist anhand eines Beispiels in Abb. 3.19 graphisch verdeutlicht. Hierzu wird in einem sog. *Trägergitter*, dessen Periode Λ_T beträgt, eine Modulation implementiert. Durch die Verkürzung der fünften Periode werden die linke und die rechte Wellenfront der -1. Beugungsordnung phasenverschoben, wodurch es zu Beugungserscheinungen kommt.

Durch geeignete Wahl von Δx kann eine bestimmte Phasenverschiebung ϕ zwischen den Wellenfronten eingeführt werden. Wird z. B. in Abbildung 3.19 Δx auf $\Lambda_T/2$ gesetzt, läßt sich eine Phasenverschiebung von π zwischen den beiden Wellenfronthälften erzielen. Die Störungen können an anderen Stellen fortgesetzt werden, um so komplexe Phasenfunktionen $\phi(x, y)$ in das Trägergitter zu kodieren.

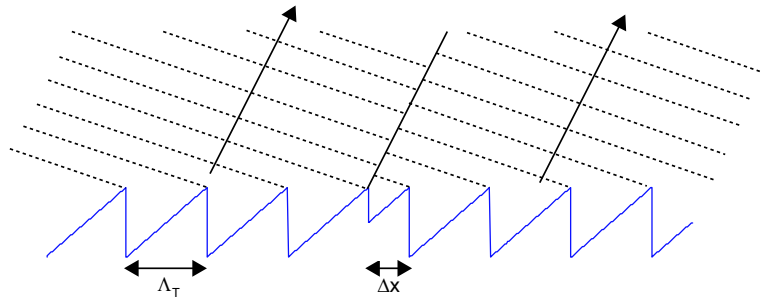


Abb. 3.19: Phasenverschiebung der Wellenfront durch Störung der Periodizität.

Bis auf die 0. Beugungsordnung wirkt sich die Modulation eines Trägergitters auf alle propagierenden Beugungsordnungen aus, d. h. die optische Funktion einer kodierten Phasenfunktion $\phi(x, y)$ wird mit einer Effizienz η_i realisiert. Hierbei bezeichnet η_i den Beugungswirkungsgrad der i -ten reflektierten oder transmittierten Ordnung eines Trägergitters. Kürzlich wurden Modulationstechniken auf hochfrequente Trägergitter angewendet [56]-[58]. Bragg-Gitter (siehe Abschnitt 3.2) wurden als Trägergitter verwendet, da diese Gitter theoretisch einen Beugungswirkungsgrad von 90% in der -1. Beugungsordnung erzielen können. In Abschnitt 3.2 wurde auch erwähnt, das Bragg-Gitter polarisationsselektive Eigenschaften besitzen. So ist es theoretisch möglich, Phasenfunktionen, die mit Hilfe der skalaren Beugungstheorie berechnet wurden, mit polarisationssensitiven Eigenschaften zu verknüpfen [59]. Um dies zu verdeutlichen wird im folgenden die Phasenfunktion eines periodischen 1×9 Strahlteilers in einen diffraktiven Polarisationsstrahlteiler kodiert.

In Abb. 3.20 ist eine Periode einer Phasenfunktion $\phi(x)$ dargestellt, deren optische Antwort im Fernfeld in Abb. 3.21 dargestellt ist. Diese Phasenfunktion wurde aus einer Optimierung, die in [68] beschrieben worden ist, gewonnen.

Die Phasenfunktion wird nach dem in [57] beschriebenem *Pulse Position* Verfahren in ein Polarisationsstrahlteiler Bragg-Gitter kodiert. 128 Punkte des in Abb. 3.20 gezeigten

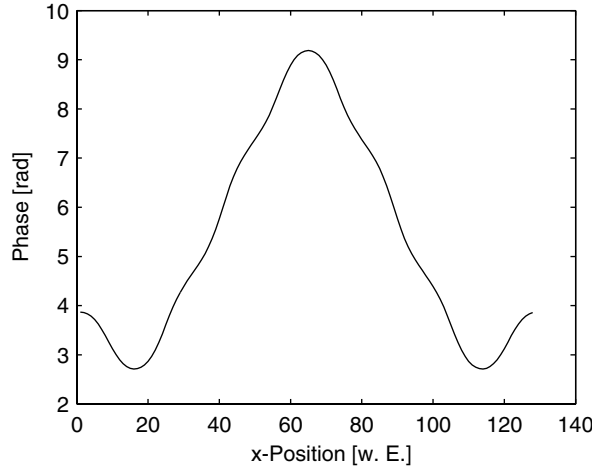


Abb. 3.20: Phasenfunktion eines 1×9 periodischen Strahlteilergitters.

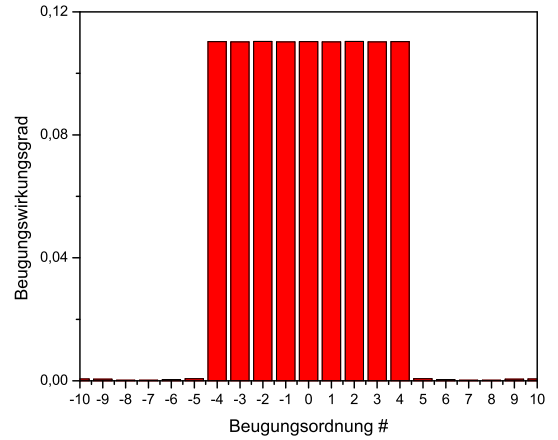


Abb. 3.21: Optische Antwort im Fernfeld des in Abb. 3.20 dargestellten Phasenprofils.

Phasenprofil $\phi(x)$ wurden hierbei in das Trägergitter umgesetzt. Das polarisationstrennende Trägergitter besitzt eine Gitterperiode, eine Gitterhöhe und ein Tastverhältnis von 390 nm, 800 nm und 0.42. Damit besitzt das kodierte Phasenprofil eine Periode D von ungefähr $50 \mu\text{m}$. Es sei angenommen, dass das Gitter in Quarzglas geätzt ist und von Luft aus mit einer ebenen Welle im Bragg Einfall beleuchtet wird. Die Vakuumwellenlänge des einfallenden Lichtes beträgt 650 nm. Die optische Antwort im Fernfeld für TE Polarisation ist in den Abbildungen 3.22 und 3.24 dargestellt, während für TM Polarisation die Antwort im Fernfeld in Abb. 3.23 gezeigt ist.

In Abb. 3.22 ist zu erkennen, dass die 0. Beugungsordnung unterdrückt wird. Dies ist nicht verwunderlich, da das Gitter so optimiert wurde, möglichst viel Licht in die -1. Beugungsordnung abzubeugen. Die Strahlteilung erfolgt off-axis, nämlich um -34.9° . Wird das Gitter mit TM polarisiertem Licht beleuchtet, so beugt das Bragg-Gitter das einfallende Licht nahezu komplett in die nullte Ordnung ab (siehe Abb. 3.23).

Die auf der Gitterseite realisierte Phasenverteilung ist in Abb. 3.25 dargestellt. Da die Phasenverteilung noch Informationen über die Propagationsrichtung der -1. Beugungsordnung des unmodulierten Gitters enthält, kann diese abgezogen werden. Nach Abzug der linearen Phase erhält man die Phasenfunktion des 1×9 Strahlteilers.

Es bietet sich die Möglichkeit an, neben den Bragg-Gittern auch andere hochfrequente Gitterstrukturen zu modulieren. So sind z. B. die in Abschnitt 3.3 erwähnten binären Gitter für Modulierungen besonders geeignet, um optische Funktionen in einem Trägergitter zu kodieren. Der Nachteil ist aber die geringe Beugungseffizienz, da lediglich 40 % der einfallenden Lichtleistung zur Signalgenerierung genutzt wird.

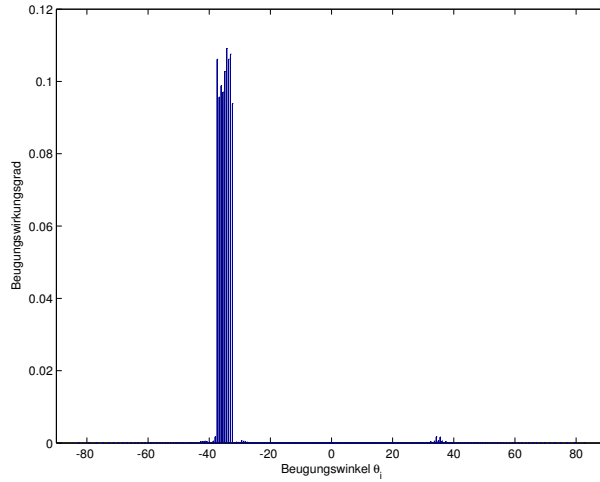


Abb. 3.22: *Beugungswirkungsgrad für TE Polarisation als Funktion der Beugungsordnung.*

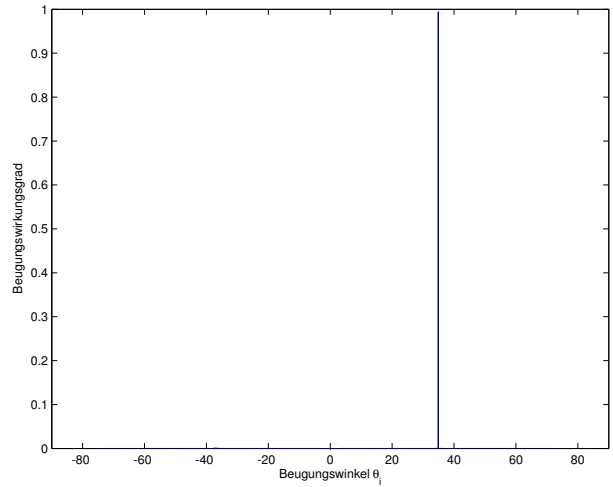


Abb. 3.23: *Wie in Abb. 3.22, jedoch für TM Polarisation.*

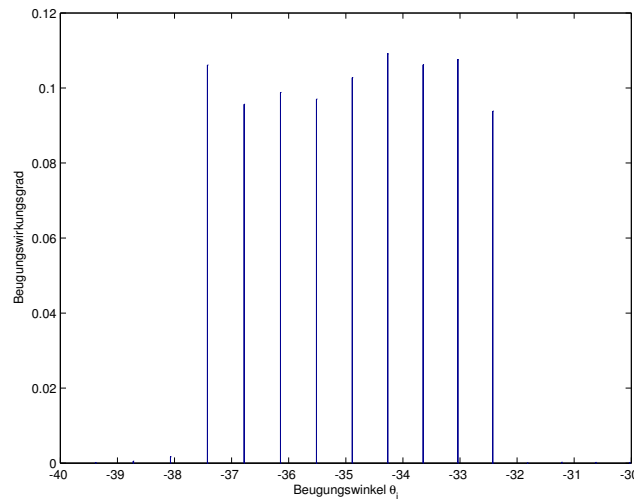


Abb. 3.24: *Wie in Abb. 3.22, jedoch mit vergrößertem Ausschnitt.*

3.5 Fabrikationsaspekte

Werden polarisationsoptische Elemente als hochfrequente Gitterstrukturen für den sichtbaren Bereich mit Hilfe von Elektronenstrahlschreibtechniken und anschließenden reaktiven Ionenätzverfahren in Glas strukturiert, müssen bestimmte Fabrikationsaspekte beachtet werden. In dem vom Fraunhofer Institut für Nachrichtentechnik beschriebenen Verfahren zur Realisierung von polarisationsoptischen DOEs aus hochfrequenten Gitterstrukturen [31] wird folgendermaßen vorgegangen: Ein chrombeschichtetes Glassubstrat, das mit Photolack beschichtet wurde, wird mit dem Elektronenstrahlschreiber

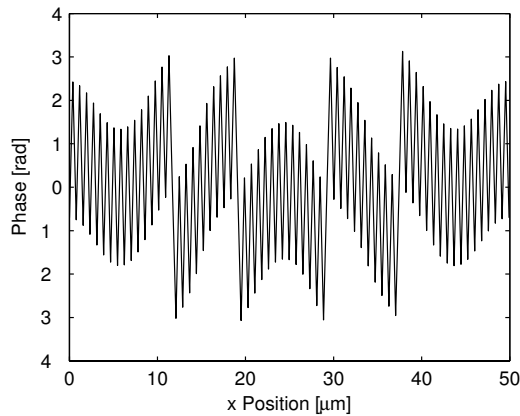


Abb. 3.25: *Phasenverteilung des vom modulierten Gitter transmittierten Feldes für TE Polarisation.*

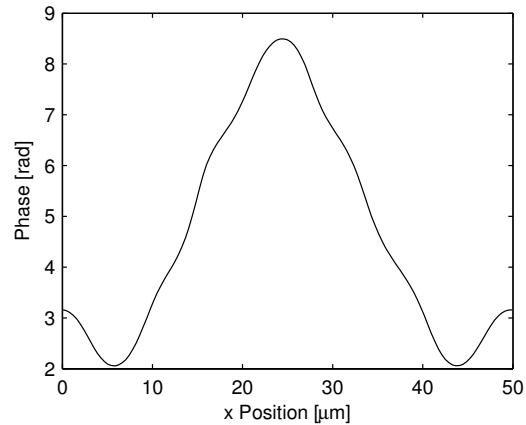


Abb. 3.26: *Wie in Abb. 3.25, jedoch nach Abzug einer linearen Phase.*

belichtet. Durch Entwickeln des Photolacks und anschließendem nasschemischen Ätzen wird die Struktur in die Chromschicht übertragen. Danach wird mittels eines reaktiven Ionenätzverfahrens die Struktur anisotrop in das Glas übertragen. Da es sich bei den hier entwickelten DOEs um Prototypen handelt, mussten die optimalen Prozessparameter wie z. B. die Dosis oder die Ätzdauer aus Erfahrungswerten abgeschätzt werden. Während die Dosis die Grabenbreite bestimmt, gibt die Ätzdauer die Tiefe der Gitterstruktur vor. Bei Abweichungen der Belichtungs-dosis oder der Ätzdauer von den idealen Werten, verschlechtern sich die optischen Eigenschaften der hochfrequenten Gitterstrukturen. Aus diesem Grund wurden in der vorliegenden Arbeit zahlreiche *Toleranzrechnungen* bezüglich Fabrikationsfehler durchgeführt. Dieser Aspekt ist natürlich auch für replizierte Elemente von großer Bedeutung.

Ein weiterer wichtiger Fabrikationsaspekt der beim Design von polarisationssensitiven DOEs eine tragende Rolle spielt, ist das sog. Aspectverhältnis. Es ist als das Verhältnis

$$A = \frac{h}{f \cdot \Lambda} \quad (3.14)$$

von Gitterhöhe zur Stegbreite definiert. Hohe Aspectverhältnisse sind schwierig zu realisieren. Eine hohe Gittertiefe kann theoretisch erreicht werden, wenn eine dicke Chromschicht auf das Substrat aufgetragen wird. Während eines nasschemischen Ätzprozesses besteht hierbei jedoch die Gefahr der Unterätzung. Wird eine solche Struktur anschließend mit reaktiven Ionenätzverfahren in das Substrat übertragen, wird sie stark vom erwünschtem Profil abweichen. Beim Design solcher Strukturen müssen folglich die Herstellungsaspekte beachtet und eine Einschränkung auf realisierbare Aspectverhältnisse berücksichtigt werden.

Treppengitter mit kleinen Gitterperioden, wie sie in Abb. 3.17 dargestellt sind, konnten zu Beginn der Arbeiten aufgrund technologischer Schwierigkeiten nicht hergestellt

werden. Daher wurden Ablenkgritter mit kleinen Gitterperioden mittels Interferenzbelichtungsmethoden hergestellt. Mittlerweile wird das direkte Elektronenstrahlschreiben von Ablenkgrittern mit Perioden bis zu 600 nm und darunter vom Fraunhofer Institut für Nachrichtentechnik prinzipiell beherrscht.

3.6 Metallische Oberflächengitterstrukturen als polarisationssensitive Elemente

In den vorherigen Abschnitten wurde immer angenommen, dass sämtliche Gitterstrukturen in einem dielektrischen Material als Oberflächenrelief strukturiert sind. Werden Oberflächenreliefgritter in metallischen Schichten realisiert, ergeben sich zusätzliche Designfreiheiten. Aufgrund der starken Polarisationsabhängigkeit finden solche hochfrequente Gitterstrukturen vor allem Anwendung als polarisationsoptische Elemente [20]–[23].

In Abb. 3.27 ist ein binäres Gitter dargestellt, das in einer metallischen Schicht mit einem Brechungsindex n_{mod} strukturiert ist, das sich auf einem transparenten Substratträger mit einem Brechungsindex n_2 befindet. Das Gitter besitzt eine Gitterperiode Λ , ein Tastverhältnis f sowie eine Gitterhöhe h . Durch eine geeignete Wahl der Gitterparameter Λ , f und h lässt sich das Licht in TM Richtung polarisieren. Ein solcher Drahtgitterpolarisator wird zum einen durch das Auslöschungsverhältnis $C = \eta_0^{TM}/\eta_0^{TE}$ charakterisiert, wobei η_0^{TM} und η_0^{TE} den Beugungswirkungsgrad in der 0. Ordnung für TE bzw. TM polarisiertes Licht bezeichnet. Ein guter Drahtgitterpolarisator besitzt ein hohes Auslöschungsverhältnis C und einen hohen Beugungswirkungsgrad η_0^{TM} .

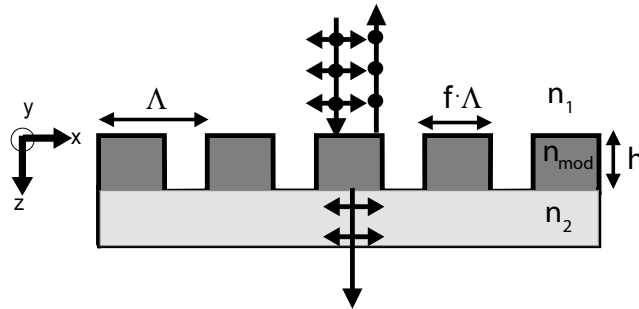


Abb. 3.27: Binäres Gitter als Polarisator

Während sich für den Infrarotbereich solche Elemente bereits etabliert haben, gab es in der Vergangenheit wenige Beispiele von guten Gitterpolarisatoren für das sichtbare Wellenlängenspektrum. Dies lag vor allem daran, dass mit dem damaligem Stand der Lithographietechnologie keine hohen Auslöschungsverhältnisse bei gleichzeitig hoher Transmission für TM Polarisation erzielt werden konnte [75]. Aufgrund dieser Technologieeinschränkung wurde auf die Betrachtung solcher Strukturen für die in dieser Arbeit

vorgestellten Anwendungen verzichtet. Mittlerweise existieren einige gute Polarisatoren mit Auslöschungsverhältnissen in der Größenordnung von 200.

Neben den Drahtgitterpolarisatoren existieren weitere polarisationsoptische Elemente aus metallischen Subwellenlängenstrukturen. So wurde in [7] vorgeschlagen, metallische Zero-Order Gitter als Phasenverzögerungselemente und Rotatoren zu wählen. Obwohl solche Gitterstrukturen im Vergleich zu dielektrischen Phasenverzögerungsplatten deutlich niedrigere Gitterhöhen aufweisen und damit einfacher herzustellen sind, zeigen diffraktive metallische Retarderstrukturen Nachteile. So haben theoretische Betrachtungen für den fernen sichtbaren Bereich ($\lambda = 780nm$) ergeben, dass solche Gitterstrukturen gegenüber Fehlern in der Gitterhöhe empfindlich sind [32].

Kapitel 4

Hochfrequente Gitterstrukturen in Anwendungen für optische Pickupsysteme

Speichermedien wie die CD-ROM (Compact Disc-Read Only Memory) oder die DVD-ROM (Digital Versatile Disc), bestehen aus einer Polycarbonatscheibe, in der die gespeicherte Information in Form von Vertiefungen im Datenträger abgelegt ist. Das Auslesen der Information eines solchen optischen Speichermediums erfolgt mit einem fokussierten Laserstrahl, der an den Oberflächenstrukturen reflektiert wird und anschließend mit einem Detektor erfasst wird. Ein optisches System, das das eben beschriebene Auslesen von Datenträgern ermöglicht, wird als ein *optisches Pickupsystem* oder als *optischer Lesekopf* bezeichnet.¹

Da CD- bzw. DVD-Laufwerkssysteme Massenprodukte sind, müssen optische Pickupsysteme besonderen Anforderungen genügen: Zum einen müssen die optischen Komponenten eines Pickupsystems kostengünstig produzierbar sein, um die Herstellungskosten der optischen Laufwerkssysteme möglichst gering zu halten. Zum anderen sollte die Produktionszeit eines CD- bzw. DVD-Laufwerks kurz gehalten werden. Dies kann dadurch erreicht werden, dass der Justieraufwand möglichst klein gehalten wird. Darüber hinaus sind optische Pickupsysteme oftmals Platzeinschränkungen unterworfen, die von den Laufwerken vorgegeben sind. So ist es notwendig, möglichst platzsparende optische Komponenten zu verwenden, die die Abmessungen des Systems minimieren.

Diffraktive optische Elemente (DOEs) sind prädestiniert, die eben genannten Anforderungen, die an optische Pickupsysteme gestellt werden, zu erfüllen. Diffraktive Optiken zeichnen sich im besonderen durch ihre geringen Abmessungen, ihrer planaren Bauweise sowie der Möglichkeit der kostengünstigen Replikation besonders aus und erlauben daher die Konstruktion von kompakten, justierfreundlichen und kostengünstigen opti-

¹Die Beschreibung eines auf refraktiven optischen Komponenten basierenden Pickupsystems ist im Anhang A beschrieben.

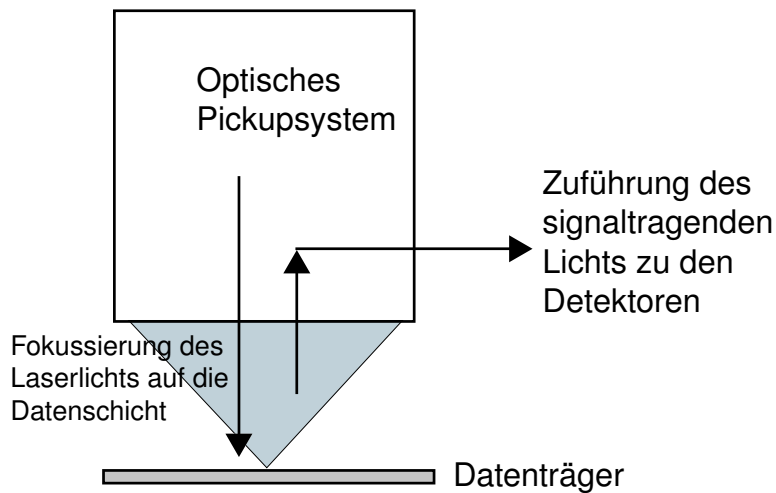


Abb. 4.1: Funktionsweise eines optischen Pickupsystems. Das als Blackbox Modell dargestellte Lesekopfsystem vollführt a) die Fokussierung von Laserlicht auf die Datenoberfläche und leitet b) das von der Datenoberfläche zurückreflektierte Licht zur Auswertung.

schen Lesekopfsystemen.

Wird zusätzlich die Polarisierung als Freiheitsgrad zur Kodierung von Informationen genutzt, ist der Einsatz von hochfrequenten Gitterstrukturen in optischen Lesekopfsystemen von großem Interesse. Ein diffraktiver Polarisationsstrahlteiler z. B. ist im Gegensatz zu konventionellen Polarisationsstrahlteilern, deren Funktionsweise auf doppelbrechenden Kristallen oder auf dünnen Schichten basiert, wesentlich kompakter und aufgrund der Abformbarkeit für eine Massenproduktion bestens geeignet.

Aufgrund der eben genannten Vorteile von hochfrequenten Gitterstrukturen wurde im Rahmen der vorliegenden Dissertation ihr Einsatz in optischen Pickupsystemen im Detail untersucht. Hierzu wurde zunächst ein DOE-Design für ein optisches Pickupsystem zum Auslesen von DVDs mit einer Datenschicht ausgearbeitet. Die hierbei gewonnenen theoretischen und experimentellen Ergebnisse flossen in die Entwicklung eines weiteren optischen Pickupsystems zum Auslesen doppelschichtiger DVDs ein. Hierbei stand der Aspekt des simultanen Zugriffs auf beide Datenebenen besonders im Blickpunkt, da in konventionellen Lesekopfsystemen der Zugriff auf die Datenebenen einer doppelschichtigen DVD nur nacheinander durch eine elektromechanische Verschiebung der Objektivlinse erfolgen kann.

Das simultane Auslesen von doppelseitigen DVDs war nach dem bisherigem Stand der Technik nur mit zwei separaten Pickupsystemen möglich. Dies wiederum bedeutet, dass eine doppelte Anzahl von optischen Elementen in solchen Lesekopfsystemen notwendig wäre. Das zuvor genannte Problem lässt sich vermeiden, wenn anstelle konventioneller Optiken und elektromechanischer Komponenten sog. *adaptive Flüssigkristallelemente* [66] verwendet werden. Aufgrund der doppelbrechenden Natur der Flüssigkristalle besitzen steuerbare Flüssigkristalllinsen für jede der beiden Polarisationsrichtungen einen

axialen Fokus. Dies kann genutzt werden, um gleichzeitig auf die beiden Datenebenen einer doppelseitigen DVD zugreifen zu können. Von zentraler Bedeutung ist jedoch die Tatsache, dass solche Elemente in der Lage sind, elektronisch eine der beiden Brennweiten zu verschieben. Da die Schichtdicke zwischen zwei Datenebenen für verschiedene Datenträger herstellungsbedingt variiert, ist diese Eigenschaft der Flüssigkristalllinsen zum simultanen Auslesen beider Datenschichten unerlässlich.

Weil die Polarisierung zum Multiplexing beim Auslesen von doppelseitigen Datenträgern genutzt wird, ist der Einsatz von polarisationssensitiven DOEs in einem solchen System wegen der oben genannten Gründe besonders attraktiv. Da die adaptiven Flüssigkristallelemente wie auch die DOEs eine planare Bauweise besitzen, können sehr kompakte integrierte optische System entworfen werden.

Dieses Kapitel ist wie folgt gegliedert: Zunächst wird in Abschnitt 4.1 der Aufbau der optischen Pickupkonzepte im Einzelnen vorgestellt und erläutert. Während der Entwurf der dazugehörigen DOEs in Abschnitt 4.2 im Detail diskutiert wird, werden in Abschnitt 4.3 Möglichkeiten zur Multifunktionalität von polarisationssensitiven Gitterstrukturen aufgezeigt. Der modulare Systemaufbau sowie eine Diskussion über chromatische Aberrationen werden in den Abschnitten 4.4 und 4.5 behandelt. Messergebnisse zu den Eigenschaften der DOEs sind in Abschnitt 4.6 zu finden. Im Rahmen der Arbeiten von Stankovic [64][76] wurden ausgiebige Messungen an realisierten optischen Pickupsystemen durchgeführt. Hierzu werden in Abschnitt 4.7 Untersuchungen am Komplettsystem, wie die des Zugriffs auf die Datenebenen einer DVD, kurz vorgestellt. Zum Verständnis der adaptiven optischen Elemente auf Flüssigkristallbasis sei hier auf die ausführlichen Arbeiten von Hain verwiesen [66][78], in denen die Wirkungsweise der adaptiven Elemente für das optische Pickupsystem im Detail erläutert werden.

4.1 Optische Pickup Konzepte mit hochfrequenten diffraktiven optischen Elementen

In Abb. 4.2 sind schematisch zwei optische Pickupsysteme mit hochfrequenten DOEs dargestellt, die zum Auslesen einschichtiger bzw. doppelschichtiger Datenträger konzipiert sind. Die zwei orthogonalen Polarisationszustände TE und TM Polarisation sind durch Punkte bzw. Pfeile dargestellt. Zur besseren Übersicht wird auf die Darstellung der Kollimationsoptiken für die Laserdioden verzichtet. Licht, das von der Disk reflektiert wurde, ist durch gestrichelte Pfeile gekennzeichnet. Weiterhin werden Beugungsordnungen in Reflexion, die von den hochfrequenten Gitterstrukturen herrühren, ignoriert und sind daher nicht in den Schemata dargestellt. Für die folgenden Betrachtungen ist es nützlich, die beiden optischen Pickupsysteme zu benennen. Das Pickupsystem zum Auslesen einschichtiger Datenträger wird als Pickupsystem I bezeichnet, während das System zum Auslesen doppelschichtiger Datenträger als Pickupsystem II

bezeichnet wird.

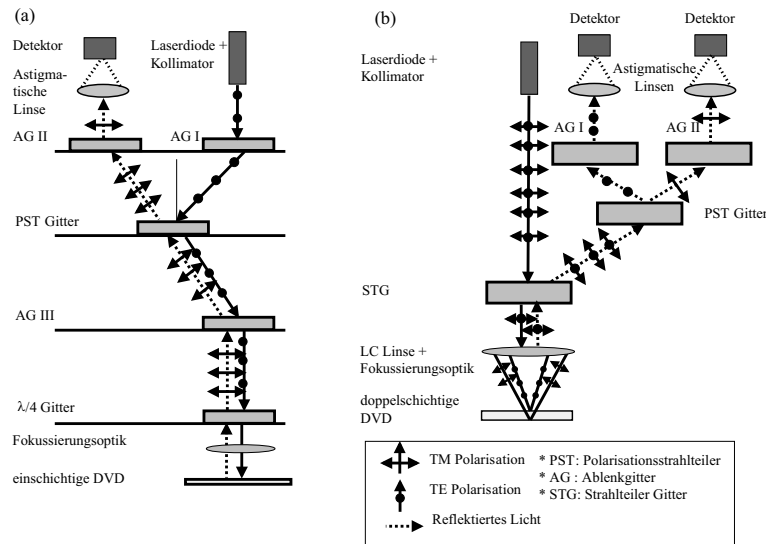


Abb. 4.2: DVD Pickup System für eine einschichtige (a) und doppelschichtige (b) Disk

4.1.1 Pickup System I zum Auslesen einschichtiger Datenträger

Ein DVD Pickupsystem zum Auslesen einschichtiger Datenträger ist in Abb. 4.2(a) dargestellt. Aus der Laserdiode tritt ein kollimierter Strahl aus und fällt senkrecht auf das Ablenkgritter AG I. Das TE polarisierte Licht wird vom Ablenkgritter AG I zu einem diffraktiven polarisierenden Strahlteiler (PST) abgelenkt, dessen Funktionsweise in Abschnitt 3.2 bereits erläutert wurde. Das PST Gitter beugt das einfallende TE polarisierte Licht vollständig in die -1. Beugungsordnung, d. h. in Richtung des Ablenkgritters AG III. Das Ablenkgritter AG III wiederum lenkt das Licht so ab, dass es senkrecht auf eine diffraktive $\lambda/4$ -Platte fällt. Die diffraktive Phasenverzögerungsplatte, deren Funktionsweise in Abschnitt 3.1 beschrieben wurde, konvertiert das einfallende TE polarisierte Licht in zirkular polarisiertes Licht. Dieses gelangt anschließend zum Datenträger, der es zurückreflektiert. Nach erneutem Passieren der $\lambda/4$ -Platte wird das ursprünglich TE polarisierte Licht nun in TM polarisiertem Licht umgewandelt. Das Licht fällt anschließend auf das Element AG III, das es in Richtung des diffraktiven PSTs lenkt. Da der PST TM polarisiertes Licht vollständig in die 0. Beugungsordnung transmittiert, wird verhindert, dass Licht zurück in die Laserdiode zurückgeführt wird. Stattdessen gelangt das Licht schließlich zu einem Ablenkgritter AG II, das es zum Detektor leitet.

4.1.2 Pickup System II zum Auslesen doppelschichtiger Datenträger

In Abb. 4.2(b) ist ein Pickupsystem dargestellt, das zum Auslesen doppelschichtiger Datenträger ausgelegt ist. Der aus der Laserdiode austretende kollimierte Strahl ist linear polarisiert und setzt sich zu gleichen Teilen aus TE und TM polarisiertem Licht zusammen. Der Strahl fällt senkrecht auf ein Strahlteilergitter (STG), das den größten Teil des einfallenden Lichtes nahezu polarisationsunabhängig in die 0. Beugungsordnung transmittiert. Die Lichtstrahlen durchlaufen anschließend ein Linsensystem, dessen Schlüsselkomponente eine schaltbare Flüssigkristalllinse mit zwei polarisationsabhängigen Foki bildet [66]. Licht, das TE bzw. TM polarisiert ist, wird vom eben genannten Linsensystem auf die erste bzw. zweite Datenschicht fokussiert. Nach der Reflexion an der Disk werden die Strahlen wieder zum Strahlteilergitter STG geleitet, der einen Anteil des einfallenden Lichtes in Richtung des diffraktiven PSTs beugt. Der PST trennt TE und TM polarisiertes Licht und leitet es in die Richtung zweier Ablenkgritter AG I und AG II, die das einfallende Licht schließlich zu je einem Detektor ablenken.

4.2 Design der hochfrequenten DOEs

Für die Realisierung der in Abschnitt 4.1 vorgestellten Pickupkonzepte werden verschiedene hochfrequente DOEs benötigt. Das Design dieser Sublambdastrukturen wird nun im folgenden vorgestellt. Da die Gitterstrukturen in einem DVD Pickupsystem eingesetzt werden sollen, wurden alle Elemente für die Betriebswellenlänge von 650 nm konzipiert. Die Beugungswirkungsgrade und Phasen der hochfrequenten Gitterstrukturen wurden mit dem in Kapitel 2 beschriebenen numerischen Verfahren *Rigorous Coupled Wave Analysis* (RCWA) berechnet.

4.2.1 Diffraktive Polarisationsstrahlteiler

Ein Schlüsselement in den Pickupkonzepten I und II bildet ein diffraktiver PST, dessen Funktionsweise in Abschnitt 3.2 diskutiert wurde. Im Pickupkonzept I wird mit Hilfe eines PST-Gitters verhindert, dass Licht, das vom Datenträger reflektiert wird, zur Laserdiode zurückgeführt wird. Im Pickupkonzept II trennt ein diffraktiver PST die Informationen, die in den beiden unabhängigen Polarisationszuständen enthalten sind. Der Entwurf und Toleranzrechnungen zu diesem wichtigen Element werden nun im folgenden behandelt.

In Abb. 4.3 ist ein binäres Gitter dargestellt, das mit Licht unter Bragg Einfall beleuchtet wird. Die Gitterperiode, die Gitterhöhe und das Tastverhältnis werden als Λ_{PST} , h_{PST} und f_{PST} bezeichnet. Weiterhin sei angenommen, dass das Gitter in Quarzglas,

das einen Brechungsindex von 1.457 für eine Wellenlänge von 650 nm aufweist, strukturiert ist. Die Brechungsindizes von Luft und Quarzglas werden als n_1 bzw. n_2 bezeichnet. Der Braggwinkel α_b für das in Abb. 4.3 gezeigte Gitter ist dann durch

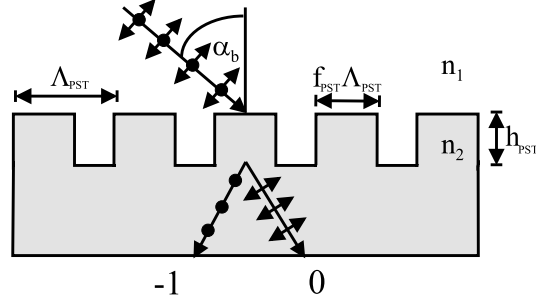


Abb. 4.3: Bragg Gitter als Polarisationsstrahlteiler.

$$\alpha_b = \arcsin\left(\frac{\lambda}{2n_1\Lambda_{PST}}\right) \quad (4.1)$$

gegeben. Die Gitterperiode wird so gewählt, dass sich nur die 0. bzw. die -1. Beugungsordnung ausbreiten können. Dadurch lässt sich ein PST entwerfen, der TE polarisiertes Licht in die -1. Beugungsordnung und TM polarisiertes Licht in die 0. Beugungsordnung transmittiert [19]. Da der Brechungsindex n_2 durch die Wahl des Quarzglassubstrats vorgegeben ist, verbleiben als Designparameter die Gitterperiode Λ_{PST} , die Gitterhöhe h_{PST} und das Tastverhältnis f_{PST} für den Entwurf eines PSTs. Zur Optimierung eines PSTs ist ein Gütemaß notwendig, das die Qualität der Polarisationsstrennung eines PSTs charakterisiert. Hierzu werden im folgenden die Beugungswirkungsgrade der -1. Beugungsordnung in Transmission für TE und TM Polarisation als η_{-1}^{TE} bzw. η_{-1}^{TM} bezeichnet. In der selben Weise bezeichnen η_0^{TE} und η_0^{TM} die Beugungswirkungsgrade der 0. Ordnung in Transmission für TE bzw. TM Polarisation. Eine optimale Polarisationsstrennung wird erzielt, wenn die Beugungswirkungsgrade η_{-1}^{TE} und η_0^{TM} möglichst hohe Werte erreichen, während die Beugungswirkungsgrade η_0^{TE} und η_{-1}^{TM} möglichst geringe Werte annehmen. Wenn das Auslöschungsverhältnis C , das durch

$$C = \min\left(\frac{\eta_{-1}^{TE}}{\eta_{-1}^{TM}}, \frac{\eta_0^{TM}}{\eta_0^{TE}}\right) \quad (4.2)$$

definiert ist [25], möglichst hoch ist, wird eine optimale Polarisationsstrennung erzielt. Das Auslöschungsverhältnis C wurde bei den Rechnungen mittels eines Optimierungsverfahrens, dem Simulated Annealing Algorithmus [35], maximiert. Um die Herstellung zu vereinfachen, wurde ausschließlich nach Parametersätzen gesucht, für die das Aspectverhältnis a , das definiert ist durch

$$a = \frac{h_{PST}}{f_{PST} \Lambda_{PST}} \quad (4.3)$$

den Wert 5 nicht überschreitet. Ein Gitter mit den Designparametern $\Lambda_{PST} = 390 \text{ nm}$, $h_{PST} = 800 \text{ nm}$ und $f_{PST} = 0.42$ (Design A) besitzt theoretisch ein Auslöschungsverhältnis von 14000. Für den eben erwähnten Entwurf beträgt der theoretische Beugungswirkungsgrad $\eta_{-1}^{TE} = 92.8\%$, während für TM Polarisation ein theoretischer Beugungswirkungsgrad von $\eta_0^{TM} = 99.9\%$ erreicht wird. Weitere Daten zum Entwurf A Parametersatz sind in den Tabellen 4.1 und 4.2 aufgelistet.

Design	$\Lambda_{PST} \text{ (nm)}$	$h_{PST} \text{ (nm)}$	f_{PST}	$\alpha_b (^\circ)$	a
A	390	800	0.42	56.44	4.88
B	460	930	0.3	45	6.74

Tabelle 4.1: Designparameter für diffraktive PST

Design	$\eta_{-1}^{TE}(\%)$	$\eta_0^{TE}(\%)$	$\eta_{-1}^{TM}(\%)$	$\eta_0^{TM}(\%)$	C
A	92.8	0.007	0.003	99.9	14000
B	92	0.2	2	95	46

Tabelle 4.2: Wirkungsgrade und Auslöschungsverhältnis für diffraktive PST

Werden diffraktive PSTs hergestellt, so ist es wichtig zu wissen, wie sich Fabrikationsfehler auf die optischen Eigenschaften der DOEs auswirken. In Abb. 4.4 ist das Auslöschungsverhältnis C als Funktion der Gitterhöhe und des Tastverhältnisses eines PSTs vom Design Typ A dargestellt. Weichen die Größen h_{PST} und f_{PST} von den Idealwerten um bis zu 2% ab, so werden theoretisch dennoch Auslöschungsverhältnisse größer als 600 erzielt.

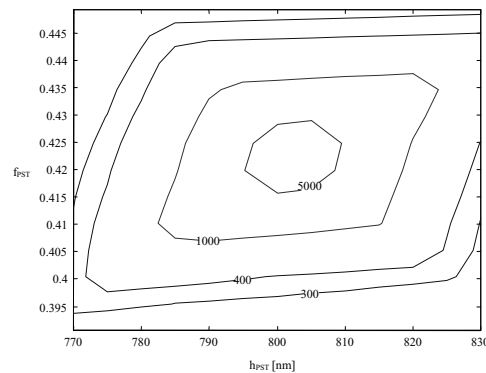


Abb. 4.4: Auslöschungsverhältnis C als Funktion der Gitterhöhe h_{PST} und des Tastverhältnisses f_{PST} des Design A PSTs

Weiterhin wurde untersucht, inwiefern sich Justierungsfehler auf die Funktion eines PSTs vom Design Typ A auswirken. Wird das PST Gitter verkippt, so weicht der Einfallswinkel α vom Braggwinkel α_b ab. Wird dagegen das Gitter verdreht in das Pickupsystem eingebaut, so weicht der Azimutwinkel δ der Einfallsebene (siehe Abb. 4.5) vom idealen Wert ($\delta = 0^\circ$) ab. Im Falle einer Verdrehung des Gitters liegt konische Beugung [36] vor.

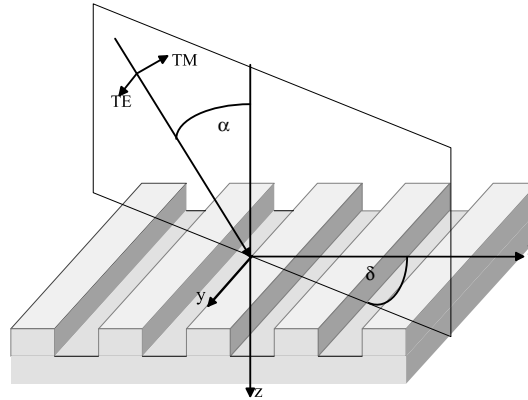


Abb. 4.5: Geometrie für konische Beugung.

Die Auswirkungen der Verkipfung und der Verdrehung auf das Auslöschungsverhältnis C eines PSTs vom Design Typ A sind in Abb. 4.6 dargestellt. Wenn Abweichungen bis zu 2° in den Einfallswinkeln α und δ vorliegen, wird theoretisch immer noch ein Auslöschungsverhältnis größer als 150 erreicht.

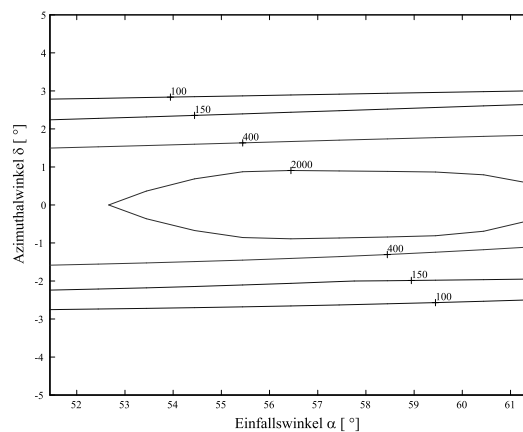


Abb. 4.6: Auslöschungsverhältnis C als Funktion des Einfallswinkels α und des Azimut Winkels δ eines Design A PSTs

In den Pickupkonzepten I und II ist der Einsatz von Ablenkgrittern vorgesehen, die senkrecht einfallendes Licht unter dem Braggwinkel α_b ablenken. Da die lithographische

Herstellung von solchen Ablenkgrittern Probleme bereitet, können anstelle der Ablenkelemente Prismen für die Pickupkonzepte I und II verwendet werden. Prismen, die einfallendes Licht um 45° ablenken, sind kommerziell erhältlich und sind daher für den Einsatz in optischen Pickupsystemen geeignet. Daher wurde für den Einfallswinkel von 45° ein weiterer diffraktiver PST entworfen (Design B). Die zugehörigen Designparameter bzw. Beugungswirkungsgrade sind in den Tabellen 4.1 und 4.2 aufgelistet. Aus Tabelle 4.2 ist zu entnehmen, dass für einen diffraktiven PST vom Design Typ B ein Auslöschungsverhältnis von 46 erzielt werden konnte. Das Auslöschungsverhältnis kann wesentlich gesteigert werden, wenn das Aspectverhältnis sehr hohe Werte annehmen darf. So kann mit dem Parametersatz $\Lambda_{PST} = 460nm$, $h_{PST} = 460nm$ und $f_{PST} = 0.2061$ theoretisch ein Auslöschungsverhältnis von 3000 erreicht werden. Das Aspectverhältnis für diesen Parametersatz beträgt etwa 12 und ist damit schwierig herzustellen.

4.2.2 Diffraktive Phasenverzögerungsplatten

Die diffraktive $\lambda/4$ -Platte im Pickupsystem I bewirkt, dass Licht das zum Datenträger geführt wird, zirkular polarisiert wird. Nach der Reflexion am Datenträger durchquert das Licht erneut die diffraktive $\lambda/4$ -Platte und erfährt somit insgesamt eine Drehung der Polarisationsrichtung um 90° . Dies bewirkt, dass das vom Datenträger zurückgeworfene Licht durch den diffraktiven PST dem Detektor zugeführt wird. Gleichzeitig wird durch die Polarisationsdrehung verhindert, dass von dem Datenträger reflektierte Licht zurück in die Laserdiode geführt wird. Die diffraktive $\lambda/4$ -Platte bildet daher eine Kernkomponente im Pickupsystem I. Der Entwurf und Toleranzrechnungen zu diesem zentralen Element werden im folgenden detailliert behandelt.

Gitter, deren Periode so klein sind, dass sich nur die 0. Beugungsordnung ausbreiten kann, sog. Zero-Order Gitter, werden hier betrachtet. In Abschnitt 3.1 wurde bereits erwähnt, dass solche Gitter formdoppelbrechende Eigenschaften haben, d. h. die Phasenverzögerung der reflektierten und transmittierten Beugungsordnung hängt von der Gittergeometrie und der Polarisation des einfallenden Lichtes ab. Um eine Phasenverzögerungsplatte auf diffraktiver Basis zu entwerfen, wird ein binäres Gitter betrachtet, wie es in Abb. 4.7 dargestellt ist.

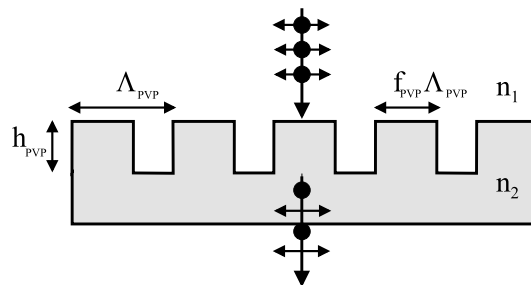


Abb. 4.7: Geometrie einer diffraktiven Phasenverzögerungsplatte.

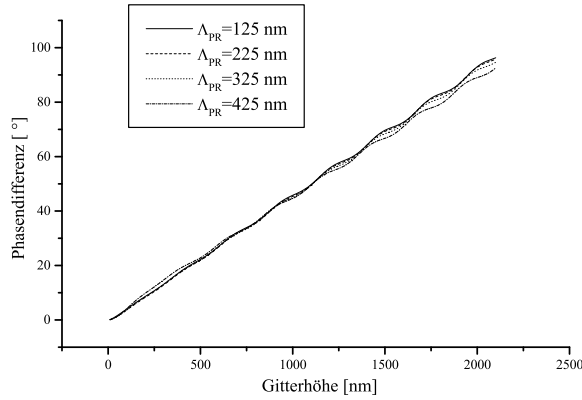


Abb. 4.8: Phasenverzögerung zwischen TE und TM Polarisierung als Funktion der Gitterhöhe und für einige Gitterperioden.

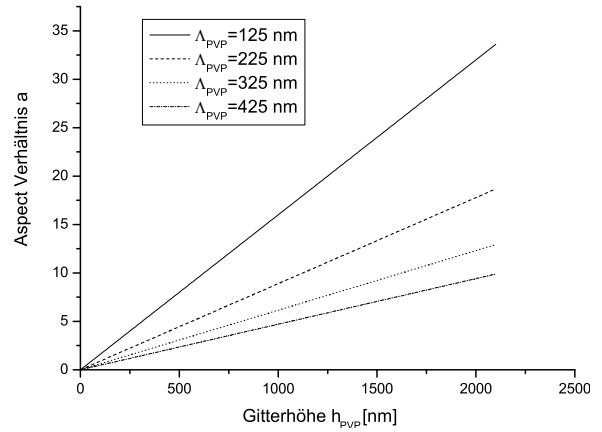


Abb. 4.9: Aspectverhältnis a als Funktion der Gitterhöhe und für einige Gitterperioden.

Es sei angenommen, dass das Zero-Order Gitter aus Quarzglas ($n_2 = 1.457$) besteht und von Luft ($n_1 = 1$) umgeben ist. Die Gitterperiode, die Gitterhöhe und das Tastverhältnis sind als Λ_{PVP} , h_{PVP} und f_{PVP} bezeichnet. Die senkrecht einfallende ebene Welle ist in einem Winkel von 45° zu den Gitterstegen linear polarisiert, d. h. der Strahl enthält gleiche Anteile von TE und TM polarisiertem Licht, das in Phase schwingt. Licht, das die Phasenverzögerungsplatte passiert, erfährt eine Phasenverzögerung $\Delta\Phi$ zwischen TE und TM Polarisierung, die von den Gitterparametern Λ , f und h abhängt.

Im Pickupsystem I (siehe auch Abb. 4.2(b)) wird eine Phasenverzögerungsplatte eingeführt, um aus linear polarisiertem Licht zirkular polarisiertes Licht zu erzeugen. Das bedeutet, dass das in Abb. 4.7 gezeigte Gitter eine Phasenverzögerung von 90° zwischen TE und TM Polarisierung bewirken muss.

Die von einem binärem Zero-Order Gitter theoretisch induzierte Phasenverzögerung $\Delta\Phi$ ist in Abb. 4.8 als Funktion der Gitterperiode Λ_{PVP} und h_{PVP} dargestellt. Hierbei wurde das Tastverhältnis konstant auf $f_{PVP} = 0.5$ gehalten. Aus Abb. 4.8 ist ersichtlich, dass die Gitterperiode einen geringen Einfluss auf die Phasenverzögerung $\Delta\Phi$ zeigt. Um eine Phasenverzögerung von 90° zu erreichen, wird, nahezu unabhängig von der Gitterperiode, eine Gitterhöhe von etwa $2 \mu m$ benötigt.

Um den Herstellungsaufwand solcher Gitterstrukturen zu beurteilen, wurde das Aspectverhältnis a , dass in (4.3) definiert wurde, als Funktion der Gitterperiode und der Gitterhöhe aufgetragen (Abb. 4.9). Aus Abb. 4.9 ist zu entnehmen, dass sich das Aspectverhältnis a mit zunehmender Gitterperiode verringert. Da niedrige Aspectverhältnisse einfacher herzustellen sind, sollte eine diffraktive PVP mit einer möglichst hohen Gitterperiode entworfen und hergestellt werden.

In Tabelle 4.3 sind die Designparameter von verschiedenen diffraktiven PVP aufgelistet, die nun im Einzelnen diskutiert werden. Die Gitterparameter einer diffraktiven $\lambda/4$

Design	Λ_{PVP}	h_{PVP}	f_{PVP}	Typ	a
A	425	2040	0.5	$\lambda/4$	9.6
B	420	1905	0.39	$\lambda/4$	11.63
C	425	1010	0.5	$\lambda/8$	4.75

Tabelle 4.3: Design Parameter für diffraktive Phasenverzögerungsplatten.

Platte lassen sich am schnellsten aus Abb. 4.8 ablesen. Um eine Phasenverzögerung von 90° zu erzielen, wird für eine Gitterperiode von 425 nm und einem Tastverhältnis von 0.5 eine Gitterhöhe von 2040 nm benötigt (Design A).

Die Fabrikationstoleranz einer Phasenverzögerungsplatte vom Design Typ A bezüglich des Tastverhältnisses ist in Abb. 4.10 dargestellt. Es ist zu sehen, dass eine Schwankung von 10 % im Tastverhältnis (dies entspricht einer Abweichungen von 20 nm in der Stegbreite), bereits zu einem Fehler von 5° in der Phasenverzögerung führt. Das bedeutet, dass bei der Herstellung die Stegbreite genau eingehalten werden muss, um die gewünschte Phasenverzögerung von 90° zu erreichen.

Ein toleranteres Design ist möglich, wenn alle Gitterparameter variiert werden und die Fabrikationsfehler in die Berechnung mit einfließen. Die Minimierungsfunktion

$$\Delta E = \max \left\{ \left| \frac{\pi}{2} - \Delta\phi(h_{PVP}, \Lambda_{PVP}, d_{PVP}) \right|, \right. \\ \left| \frac{\pi}{2} - \Delta\phi(h_{PVP}, \Lambda_{PVP}, d_{PVP} + \delta d_{PVP}) \right|, \\ \left. \left| \frac{\pi}{2} - \Delta\phi(h_{PVP}, \Lambda_{PVP}, d_{PVP} - \delta d_{PVP}) \right| \right\} \quad (4.4)$$

ist hierzu nützlich, um eine gegen Tastverhältnisfehler unempfindliche Phasenverzögerungsplatte zu entwerfen. Hierbei bezeichnen $d_{PVP} = f_{PVP} \cdot \Lambda_{PVP}$ und δd_{PVP} die Stegbreite eines binären Zero-Order Gitters bzw. die herstellungsbedingte maximale Abweichung der Stegbreite.

Mittels (4.4) wurde unter Verwendung des Simulated Annealing Optimierungsverfahrens eine $\lambda/4$ -Platte mit verbesserten Toleranzen berechnet (Design B). Die Qualität ist in Abb. 4.11 illustriert. Es ist zu erkennen, dass Fehler von bis zu 10 % im Tastverhältnis zu Phasenabweichungen kleiner als 1° führen. Der Nachteil der Phasenverzögerungsplatte vom Design Typ B ist, dass die Herstellungsanforderungen steigen. Das Aspectverhältnis für eine Phasenverzögerungsplatte vom Design Typ B nimmt einen Wert von 12 an.

Aufgrund der hohen Anforderungen an die Herstellung von diffraktiven $\lambda/4$ -Platten wurde eine diffraktive $\lambda/8$ -Platte entworfen. Aus [26] ist bekannt, dass durch Kombination zweier $\lambda/8$ Platten, die Wirkung einer $\lambda/4$ -Platte erzielt werden kann. Die Designparameter einer $\lambda/8$ -Platte sind in Tab. 4.3 enthalten (Design C).

Toleranzrechnungen bezüglich Fabrikationsfehlern sind für dieses Gitter (Design C) in

Abb. 4.12 dargestellt. Die Phasenverzögerung ist als Funktion der Gitterhöhe und des Tastverhältnisses aufgetragen. Das Gitter vom Design Typ C zeigt wie das Gitter vom Design Typ A eine hohe Empfindlichkeit gegen Schwankungen im Tastverhältnis. Änderungen bis zu 4 % im Tastverhältnis führen zu Abweichungen bis zu 1° , wenn die ideale Gitterhöhe exakt eingehalten wird.

4.2.3 Ablenkmitter

Beide Pickupkonzepte, die in Abschnitt 4.1 vorgestellt wurden, verwenden einen diffraktiven PST, der unter Bragg Einfall betrieben wird. Um Verkippungen von optischen Elementen zu umgehen, sind Ablenkmitter notwendig, die senkrecht einfallendes Licht unter dem Braggwinkel α_b ablenken. Da die Braggwinkel der diffraktiven PST sehr hoch sind, bedeutet dies automatisch, dass sich die Gitterperioden der Ablenkmitter ebenfalls in der Größenordnung der Wellenlänge des einfallenden Lichtes bewegen. Es ist daher zu erwarten, dass die Ablenkmitter eine hohe Polarisationsabhängigkeit aufzeigen (siehe Abschnitt 3.3). Dieser Aspekt ist für die in Abschnitt 4.1 vorgestellten Pickupkonzepte von großer Bedeutung. Im Pickupkonzept II z. B. werden Ablenkmitter benötigt, die das vom PST Gitter gebeugte Licht unter hoher Effizienz zu den Detektoren zuführen. Aufgrund der starken Polarisationsabhängigkeit des Beugungswirkungsgrades müssen hierzu zwei verschiedene Ablenkmitter entworfen und hergestellt werden. Der Entwurf solcher DOEs für den Einsatz in den Pickupsystemen I und II wird in den folgenden Abschnitten im Detail diskutiert.

Um hohe Beugungswirkungsgrade zu erzielen, werden im folgenden Multilevel-Strukturen betrachtet. Ein solches Gitter ist in Abb. 4.13 illustriert. Es sei angenommen, dass das Gitter in ein Quarzglassubstrat geätzt ist ($n_2 = 1.457$) und von Luft

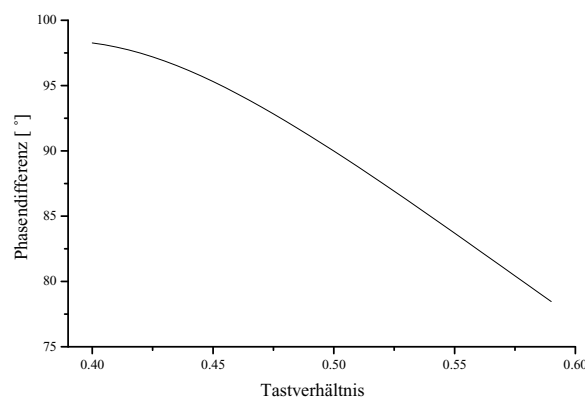


Abb. 4.10: Phasenverzögerung zwischen TE und TM Polarisation als Funktion des Tastverhältnisses für eine PVP vom Design Typ A.

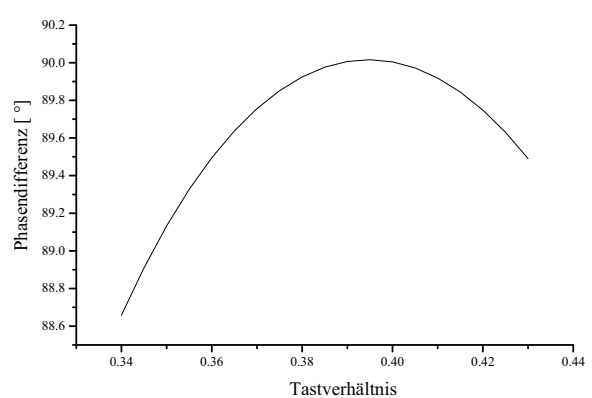


Abb. 4.11: Phasenverzögerung zwischen TE und TM Polarisation als Funktion des Tastverhältnisses für eine PVP vom Design Typ B.

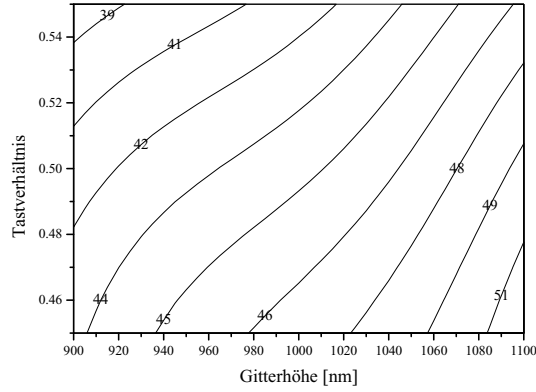


Abb. 4.12: Phasenverzögerung zwischen TE und TM Polarisation als Funktion der Gitterhöhe und des Tastverhältnisses für ein Gitter vom Design Typ C.

($n_1 = 1$) umgeben ist. Die Gitterperiode wird als Λ_{AG} , die Höhe des Gitters als h_{AG} und die Übergangspunkte der Stufen als x_1 , x_2 und x_3 bezeichnet. Das Ablenkgritter

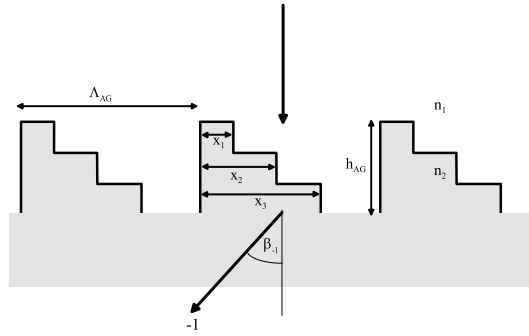


Abb. 4.13: Geometrie eines Ablenkgritters.

soll Licht, dass senkrecht einfällt, in die -1. Beugungsordnung unter dem Braggwinkel α_b , ablenken. Um die Gitterperiode Λ_{AG} zu berechnen wird die Gittergleichung (2.24) in Transmission

$$n_2 \sin(\beta_i) = n_1 \sin(\alpha) + i \frac{\lambda}{\Lambda_{AG}} \quad (4.5)$$

verwendet. Hierbei bezeichnen die Variablen α den Einfallswinkel der einfallenden ebenen Welle und β_i den Beugungswinkel der transmittierten i -ten Beugungsordnung. Die Vakuumwellenlänge des einfallenden Lichtes wird als λ notiert. Für senkrechten Einfall ($\alpha = 0^\circ$) ergibt sich durch Einsetzen von (4.1) in (4.5) die Beziehung

$$\Lambda_{AG} = 2\Lambda_{PST}. \quad (4.6)$$

Hierbei wird vorausgesetzt, dass das Ablenkgritter in die -1. Beugungsordnung ablenkt ($i = -1$). Da die Ablenkgritter AG I und AG III des Pickupkonzeptes I jeweils für TE und TM Polarisation unter einem hohen Beugungswirkungsgrad ablenken sollen,

Optimiert für	x_1/Λ_{AG}	x_2/Λ_{AG}	x_3/Λ_{AG}	$h_{AG}(nm)$	$\eta_{-1}^{TE}(\%)$	$\eta_{-1}^{TM}(\%)$
TE	0.21	0.79	0.93	1970	82.9	45.9
TM	0.28	0.61	0.87	1350	57.8	60.1
TE und TM	0.25	0.76	0.9	1680	75.9	56.0

Tabelle 4.4: Design Parameter für Ablenkgritter.

müssen beide Ablenkgritter getrennt optimiert werden. Das Ablenkgritter AG II des Pickupsystems I muss sogar für beide Polarisationen einen möglichst hohen Beugungswirkungsgrad aufweisen, da der Strahl zum Auslesen der Disk zunächst TE polarisiert und beim Rückweg zum Detektor TM polarisiert ist.

Durch Variation der Gitterhöhe h_{AG} und der Übergangspunkte x_1 , x_2 und x_3 lassen sich Ablenkgritter mit hohen Wirkungsgraden in der -1. Beugungsordnung entwerfen [37]. In Tabelle 4.4 sind die Geometriedaten von zwei Ablenkgrittern aufgelistet, die auf einen hohen Beugungswirkungsgrad in der -1. Ordnung für TE bzw. TM Polarisation optimiert wurden. Zusätzlich sind in dieser Tabelle die optimalen Gitterparameter des Ablenkgritters AG II aufgelistet, das auf einen hohen Beugungswirkungsgrad in der -1. Beugungsordnung für TE und TM Polarisation optimiert wurde. Sämtliche Ablenkgritter wurden für den PST des Design Typs A konzipiert und mit dem Steepest-Descent Verfahren optimiert.

4.2.4 Strahlteilende Gitter

Im Pickupsystem II wird das von der Laserdiode emittierte Licht zunächst zur Fokussierungsoptik geführt, die die beiden Polarisationskomponenten auf die beiden Datenebenen fokussiert. Nach der Rückreflexion am Datenträger muss das Licht in Richtung des diffraktiven PSTs umgeleitet werden. Um diese Funktion zu erfüllen wird im Pickupsystem II ein Strahlteilergitter (STG) eingeführt. Während die 0. Beugungsordnung des STGs benutzt wird, um Licht zum Datenträger zu führen, wird die -1. Beugungsordnung genutzt, um das vom Datenträger reflektierte Licht zum PST zu leiten.

Ein Modell eines solchen STGs ist in Abb. 4.14 dargestellt. Das STG ist ein binäres Gitter, dass in ein Quarzglassubstrat ($n_2=1.457$) geätzt und von Luft ($n_1=1$) umgeben ist. Die Gitterperiode, die Gitterhöhe und das Tastverhältnis des STGs sind durch die Variablen Λ_{STG} , h_{STG} und f_{STG} gegeben.

Für eine optimale Funktion muss das STG folgende Kriterien erfüllen:

- Zur Beschreibung der Datenträger muss in die 0. Beugungsordnung möglichst viel Licht zugeführt werden.
- Zur Detektion muss genügend Licht in die -1. Beugungsordnung unter dem Braggwinkel α_b der PST abgelenkt werden.

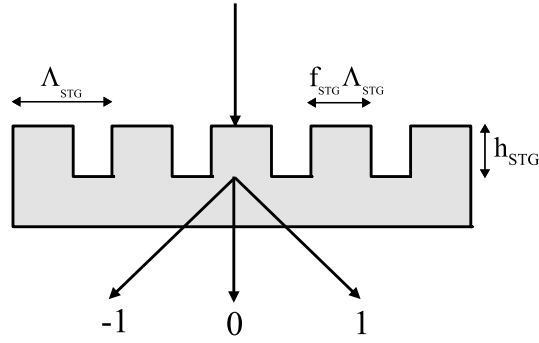


Abb. 4.14: Geometrie eines Strahlteilergritters.

Um senkrecht einfallendes Licht im Braggwinkel abzubeugen, kann das Ergebnis aus (4.6) verwendet werden. Hierzu muss lediglich Λ_{AG} durch Λ_{STG} ersetzt werden. Dann ergibt sich

$$\Lambda_{STG} = 2\Lambda_{PST}. \quad (4.7)$$

Ein Strahlteilergitter mit den Parametern $\Lambda_{AG}=780$ nm, $h_{AG}=250$ nm und $f_{AG}=0.5$ zeigt für TE und TM Polarisation einen Beugungswirkungsgrad von 68 % bzw. 79 % in der 0. Beugungsordnung. Für die erste Ordnung ergibt sich ein Beugungswirkungsgrad von 14 % bzw. 9 % für TE bzw. TM Polarisation. Aufgrund der Gittersymmetrie und des senkrechten Einfalls des Lichts auf das Gitter sind die Beugungswirkungsgrade der -1. Beugungsordnung und der 1. Beugungsordnung identisch. Da nur eine der beiden Beugungsordnungen verwendet wird, geht Leistung verloren. Durch die Verwendung eines nicht symmetrischen Gitters kann der Beugungswirkungsgrad in der -1. Beugungsordnung auf Kosten der 1. Beugungsordnung gesteigert werden (siehe auch Abschnitt 4.6).

Toleranzrechnungen für das STG sind in Abb. 4.15 (a) und (b) exemplarisch für TM Polarisation gezeigt. Der Beugungswirkungsgrad der 0. und -1. Beugungsordnung ist als Funktion der Gitterhöhe und des Tastverhältnisses dargestellt. Hier ist ersichtlich, dass Fehler im Tastverhältnis nur einen geringen Einfluss auf die optische Leistung haben. Abweichungen bis zu 20 nm in der Gitterhöhe beeinflussen die Beugungswirkungsgrade um höchstens 2 %.

Für den diffraktiven PST vom Design Typ B wurden ebenfalls STG entworfen. Ein Strahlteilergitter mit den Parametern $\Lambda_{AG}=920$ nm, $h_{AG}=250$ nm und $f_{AG}=0.5$ zeigt für TE und TM Polarisation einen Beugungswirkungsgrad von 72 % bzw. 77 % in der 0. Beugungsordnung. Für die -1. Beugungsordnung ergibt sich für das eben genannte Gitter ein Beugungswirkungsgrad von 11 % bzw. 9 % für TE bzw. TM Polarisation.

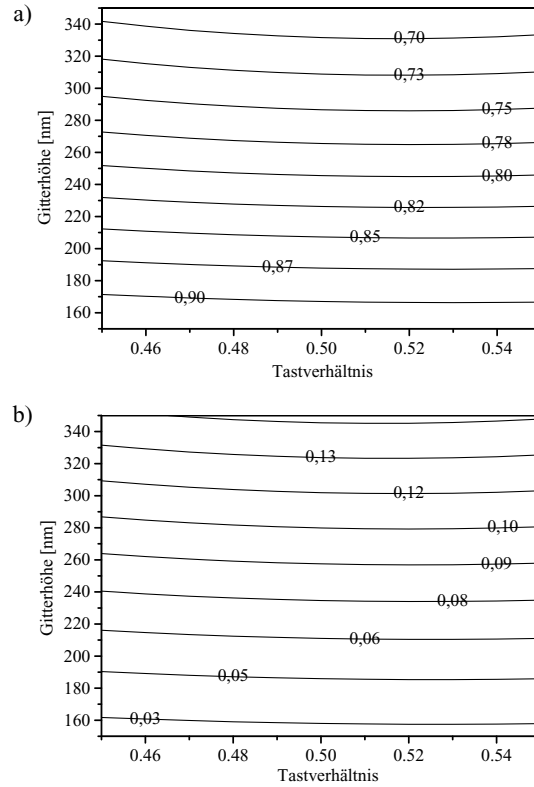


Abb. 4.15: Beugungswirkungsgrad des STGs als Funktion der Gitterhöhe und des Tastverhältnisses in der 0. (a) und -1. (b) Ordnung für TM Polarisation.

4.2.5 Wahl des Materials

In den vorherigen Abschnitten wurde immer vorausgesetzt, dass die Gitterstrukturen in ein Quarzglassubstrat geätzt sind. Wird der Brechungsindex des Substrats zum Entwurf von hochfrequenten Gitterstrukturen freigegeben, lassen sich die Herstellungsanforderungen der DOEs senken. Anhand von Beispielen zum Entwurf von diffraktiven PSTs und Phasenverzögerungsplatten wird dieser Aspekt im folgenden diskutiert.

Diffraktive PST

In Abschnitt 4.2.1 wurde ein Gitter vorgestellt, das TE polarisiertes Licht in die -1. Beugungsordnung und TM polarisiertes Licht in die 0. Beugungsordnung beugt. Hierbei fällt das Licht im Braggwinkel auf das Gitter. Nach [19] können für Bragg-Gitter ebenfalls hohe Beugungswirkungsgrade in der -1. Beugungsordnung für TM Polarisation erzielt werden. Dadurch ist es theoretisch möglich, einen diffraktiven PST zu entwerfen, der TM polarisiertes Licht in die -1. Beugungsordnung und TE polarisiertes Licht in die 0. Beugungsordnung transmittiert (Abb. 4.16).

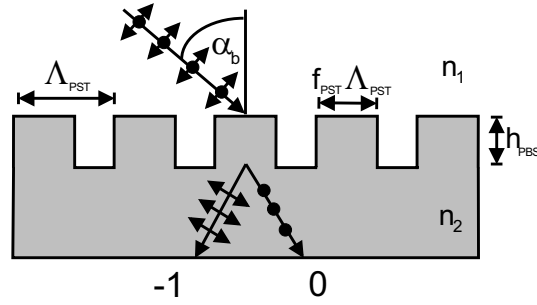


Abb. 4.16: Bragg Gitter als polarisierender Strahlteiler. Im Gegensatz zu dem in Abb. 4.3 dargestellten Gitter beugt das vorliegende Bragg Gitter TM polarisiertes Licht in die -1. Beugungsordnung, während TE polarisiertes Licht in die 0. Beugungsordnung transmittiert wird.

Ein Gitter mit dem Parametersatz $\Lambda_{PST}=635$ nm, $h_{PST}=1990$ nm, $f_{PST}=0.33$ und $n_2=1.457$ (Quarzglas) zeigt theoretisch einen Beugungswirkungsgrad von 97.8 % (0.1 %) in der -1. Beugungsordnung für TM (TE) Polarisation. Für die 0. Beugungsordnung kann theoretisch ein Beugungswirkungsgrad von 97.5 % (0.03 %) für TE (TM) Polarisation erzielt werden. Das Aspectverhältnis für das eben genannte Gitter beträgt 9, wodurch sich hohe Anforderungen an die Fabrikation ergeben.

Durch die Wahl eines Materials mit hohem Brechungsindex ist es möglich, die Fabrikationsanforderungen deutlich zu senken [25]. Beträgt $n_2=2.0$, so wirkt ein Gitter mit dem Parametersatz $\Lambda_{PST}=450$ nm, $h_{PST}=890$ nm und $f_{PST}=0.39$ als ein PST, der TE bzw. TM polarisiertes Licht in die 0. bzw. -1. Beugungsordnung transmittiert. Die Beugungswirkungsgrade für die 0. und -1. Beugungsordnung betragen 0.1 % und 91.6 % für TM Polarisation bzw. 89.8 % und 0.1 % für TE Polarisation. Das Aspectverhältnis des eben genannten PST-Designs beträgt etwa 5. Im Gegensatz zum PST vom Design Typ A (siehe auch Tabelle 4.2) ist der Beugungswirkungsgrad η_0^{TE} gering, was durch Reflexionsverluste an der Grenzfläche des Gitters zum Medium n_1 erklärt werden kann [73]. Bragg-Gitter, die in ein Material mit hohem Brechungsindex geätzt sind, haben einen weiteren Nachteil: Aus [38] ist bekannt, dass die Designparameter für solche Gitter in der Herstellung möglichst genau eingehalten werden müssen, damit die gewünschte optische Wirkung gewährleistet werden kann.

Diffraktive Phasenverzögerungsplatten

Die Herstellung einer diffraktiven PVP kann ebenfalls vereinfacht werden, wenn Materialien mit hohen optischen Dichten verwendet werden. In Abschnitt 4.2.2 wurden diffraktive $\lambda/4$ Platten, die als binäre Gitter in ein Quarzglassubstrat geätzt sind, vorgestellt. Die Geometrie eines solchen diffraktiven Retarders ist in Abb. 4.17 dargestellt.

Die in Tabelle 4.3 aufgelisteten $\lambda/4$ Platten stellen hohe Anforderungen an die Fabrikation, da die Steghöhen sehr groß sind und damit ein sehr hohes Aspectverhältnis

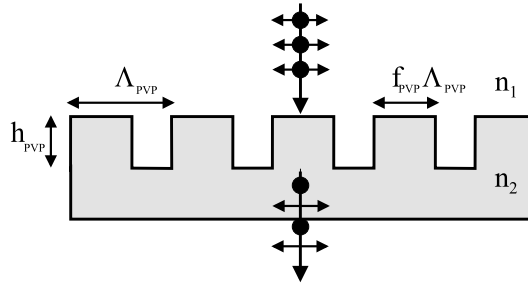


Abb. 4.17: Geometrie einer diffraktiven Phasenverzögerungsplatte.

aufweisen. Die künstliche Doppelbrechung von Zero-Order Gitter wird durch eine effektive Brechungsindexdifferenz Δn_{eff} charakterisiert, mit $\Delta n_{eff} = n_{eff}^{TE} - n_{eff}^{TM}$. Die Wahl eines hohen Δn_{eff} wäre also geeignet, die Gitterhöhen zu verringern. Nach [27] kann Δn_{eff} erhöht werden, wenn die Gitterstruktur in ein Material mit hohem Brechungsindex geätzt wird. Wenn nach Abb. 4.17 Λ_{PVP} , h_{PVP} , f_{PVP} und n_2 zu 300 nm, 540 nm, 0.5 bzw. 2.0 gewählt werden, bewirkt das Gitter eine Phasenverzögerung von 90° zwischen TE und TM Polarisierung. Das Aspectverhältnis dieses Gitters beträgt 3.6 und ist damit deutlich geringer als das Aspectverhältnis von diffraktiven $\lambda/4$ Platten, die in ein Quarzglassubstrat geätzt sind (Tabelle 4.3). Die Anforderungen an die Fabrikationsgenauigkeit sind, ähnlich wie für die im vorherigem Absatz erwähnten Bragg-Gitter, erhöht [27].

Betrachtungen zur Massenproduktion

Es konnte demonstriert werden, dass die Herstellungsanforderungen von hochfrequenten Gitterstrukturen gesenkt werden können, wenn Materialien mit hohen Brechungsindizes verwendet werden. Hierzu werden üblicherweise Substrate wie z. B. Quarzglas verwendet, worauf eine dünne Schicht mit einem hohen Brechungsindex aufgetragen ist [25]. Wünschenswert wäre aber die Verwendung von hochbrechenden Polymeren (Kunststoffen), in der sich hochfrequente Gitterstrukturen durch Anwenden von Replikationstechniken wie das Heißprägen oder das Spritzgießen in Kunststoffblöcken leicht vervielfältigen lassen. Nach Meinung führender Experten werden in der nahen Zukunft hierfür geeignete Materialien entwickelt werden, so dass zum Design der DOEs ein weiterer Freiheitsgrad zur Verfügung stehen wird [17].

4.3 Multifunktionale hochfrequente DOEs

Wie in Abschnitt 3.4 bereits erwähnt, können durch Anwendung der Trägerfrequenzmethode optische Funktionen, die aus der skalaren Beugungstheorie bekannt sind, mit polarisationsoptischen Eigenschaften kombiniert werden. Für das in Abschnitt 4.1.2 vor-

gestellte Pickupsystem zum Auslesen doppelschichtiger Datenträger können eventuell die Detektoroptiken im diffraktiven PST oder im Ablenkgritter integriert werden.

Da die rigorose Analyse eines modulierten Gitters mit einer zweidimensional kodierten Phase $\Phi(x, y)$ mit den heutigen Rechnerkapazitäten nicht möglich ist, wird das Potential der Modulation von hochfrequenten Gittern an einer eindimensionalen Phasenfunktion $\Phi(x)$ demonstriert. Hierzu wird die Phasenfunktion

$$\Phi(x) = \frac{\pi x^2}{f\lambda}, \quad (4.8)$$

die die Phasentransformationseigenschaft einer Zylinderlinse beschreibt, in ein Design A PST Gitter kodiert. Die Brennweite f wird hierbei auf 5 mm gesetzt. Um die Rechenzeit niedrig zu halten, wurde angenommen, dass die kodierte Linse eine Ausdehnung von 200 μm besitzt. Weiterhin ist zu beachten, dass durch die Wahl des RCWA Verfahrens ein periodisches Array von Linsen modelliert wird. Die hierbei realisierte Phasenverteilung in der Gitterebene ist in Abb. 4.18 dargestellt.

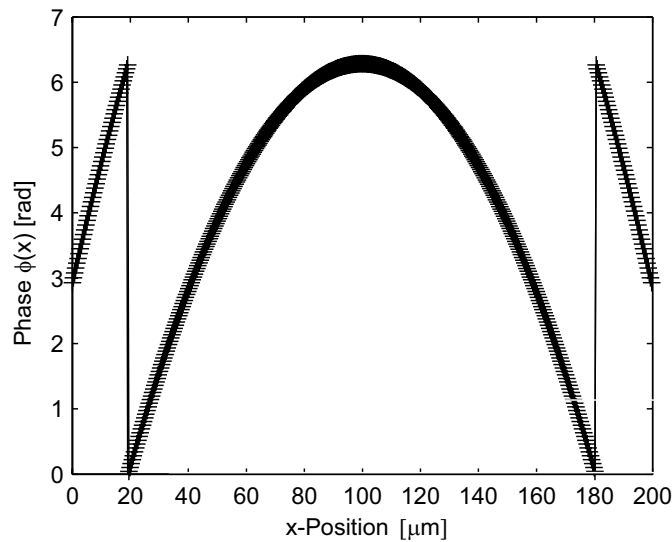


Abb. 4.18: Durch Trägerfrequenzmethode realisierte Phase.

Da in diesem Beispiel TM polarisiertes Licht von der Modulation kaum beeinflusst wird und nahezu vollständig in die 0. Beugungsordnung gelangt (Abschnitt 3.4), wird zur Fokussierung von TM polarisiertem Licht ein weiteres DOE benötigt. Ein Konzept hierzu ist in Abbildung 4.19 dargestellt. Hier fokussieren zwei modulierte PST Gitter, die als MPST I und MPST II bezeichnet werden, jeweils TM bzw. TE polarisiertes Licht auf einen Detektor. Die Anforderungen zur Herstellung des ersten Gitters ist hoch, wenn zur Strukturierung des MPST I Gitters Materialien mit Brechungsindizes in der Größenordnung von 1.5 genutzt werden. Wie bereits in Abschnitt 4.2.5 erwähnt, besitzt ein PST Gitter, dass TM polarisiertes Licht in die -1. Ordnung ablenkt, ein hohes

Aspectverhältnis ($a \sim 10$). Durch Einsatz von hochbrechenden Materialien können die Herstellungsanforderungen deutlich gesenkt werden. Wie aber bereits in Abschnitt 4.2.5 erwähnt, ist die Herstellung solcher Strukturen anspruchsvoll.

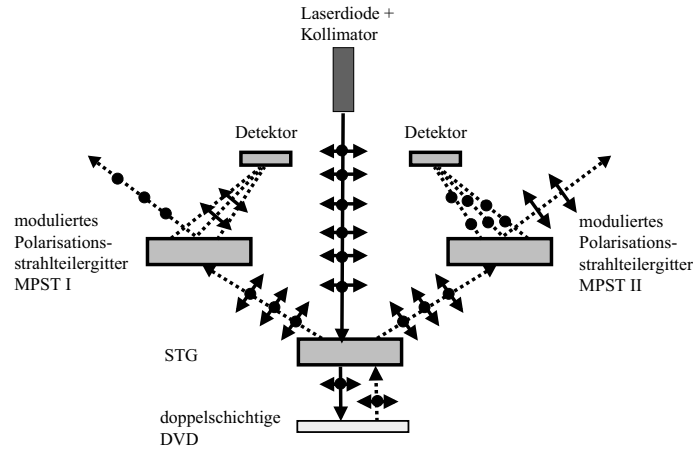


Abb. 4.19: *Vorschlag zur Reduktion der Detektoroptik.*

In diesen Betrachtungen wurden chromatische Aberrationen nicht berücksichtigt. Weiterführende Simulationen bzw. Experimente sind notwendig, um Aussagen über die optische Wirkung in Anwesenheit von chromatischen Fehlern zu treffen.

4.4 Modularer Aufbau des Dual Layer Pickupsystems

Werden die DOEs in einem Pickupsystem eingesetzt, so kann die planare Bauweise der hochfrequenten Gitterstrukturen ausgenutzt werden, um ein kompaktes, integriert optisches System zu entwerfen. Hierzu ist in Abb. 4.20 ein Entwurf, der mit Hilfe von geometrisch optischen Überlegungen gewonnen wurde, dargestellt. Das Pickupsystem ist hierbei in vier Module unterteilt. Das erste Modul beinhaltet eine kollimierte Laserdiode sowie Photodioden zur Detektion des Signals. Das *Deflektormodul* beinhaltet die Ablenkgritter AG I und AG II sowie die Fokussierungsoptik für die Detektoren. Der diffraktive PST sowie das STG sind im sog. *PST Modul* enthalten, während die Frontlinse und das Servoteil im *Fokussierungsmodul* enthalten sind. Die Abmessungen des PST- und Deflektormoduls betragen $l_{0x} \times l_{0y} \times l_{1z}$ bzw. $l_{0x} \times l_{0y} \times l_{3z}$. Der Abstand zwischen dem PST und dem Deflektormodul wird als l_{2z} bezeichnet.

Es wurden Berechnungen zu den Abmessungen des modularen Systems durchgeführt, um eine Abschätzung über die Mindestabmessungen eines modularen Systems zu gewinnen. Diese berechneten Abmessungen sind als Richtwerte zu verstehen, da in den Rechnungen angenommen wurde, dass sich die Disk im Fokus befindet. Geometrisch optische Überlegungen ergaben, dass die Abmessungen des PST- und des Deflektormoduls mindestens $5 \text{ mm} \times 28.9 \text{ mm} \times 7.9 \text{ mm}$ bzw. $5 \text{ mm} \times 28.9 \text{ mm} \times 4.5 \text{ mm}$

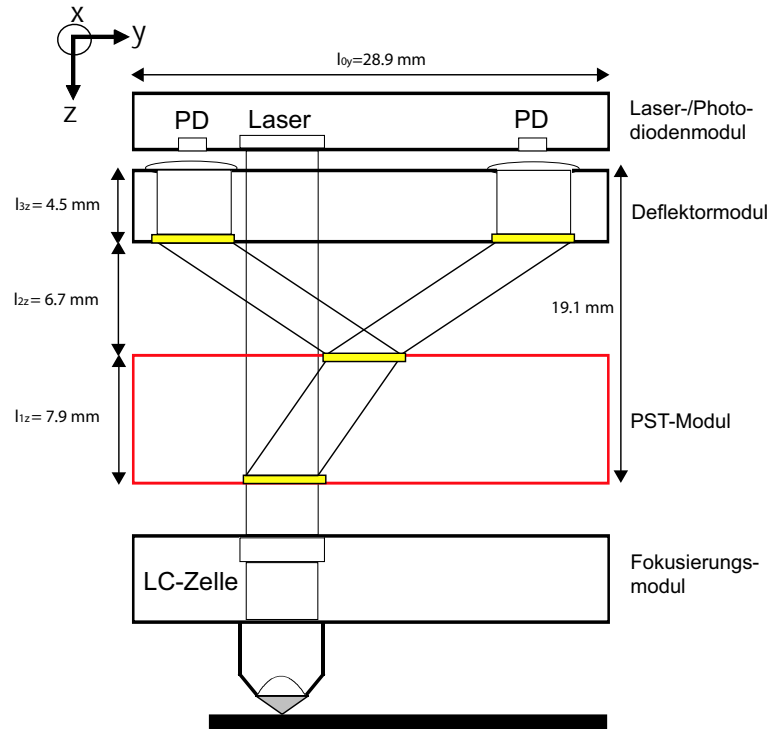


Abb. 4.20: Modularer Aufbau des Dual Layer Pickupsystems

betragen. Hierbei wurde angenommen, dass das STG und der diffraktive PST in einem Quarzglasblock strukturiert sind.

Die eben genannten Abmessungen l_{1z} , l_{2z} , l_{3z} und l_{0y} wurden für das PST- und Deflektormodul mit Hilfe von geometrisch optischen Überlegungen ermittelt und sind ein Beispiel wie die DOEs in einem Lesekopfsystem angeordnet werden können. Das in Abb. 4.20 dargestellte optische System zeigt relativ große Abmessungen. Durch eine geeignete Anordnung der hochfrequenten DOEs im optischen System lassen sich diese weiter minimieren. In Abb. 4.21 ist ein solches optimiertes System dargestellt.

Aufgrund der Tatsache, dass das PST Gitter bei senkrechtem Einfall als ein Zero-Order Gitter fungiert und einfallendes Licht unter sehr hohen Wirkungsgraden in die 0. Beugungsordnung (TE Polarisation: 96.6 %, TM Polarisation 97.7 %) transmittiert, kann diese Eigenschaft für das Design eines sehr kompakten Modulsystems ausgenutzt werden. Ein Beispiel hierzu ist in Abb. 4.21 illustriert. Die Abmessungen dieses Systems sind im Vergleich zum vorherigem modularen System reduziert. Die Größen l_{1z} , l_{2z} und l_{0y} konnten von 7.9 mm, 6.7 mm bzw. 28.9 mm auf 4 mm, 5 mm bzw. 20 mm reduziert werden. Weitere Varianten des modularen Aufbaus sind möglich. So ist es denkbar, im Deflektormodul Teile der Detektoroptik bzw. Kollimationsoptiken unterzubringen.

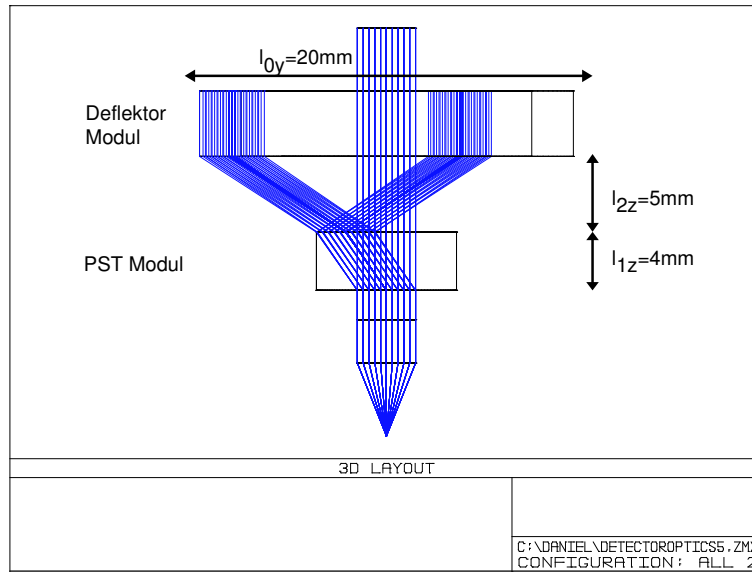


Abb. 4.21: Modularer Aufbau eines weiteren Dual Layer Pickupsystems. Im Gegensatz zu Abb. 4.20 durchläuft in diesem Konzept der auf den Datenträger einfallende Strahl das PST Gitter.

4.5 Chromatische Aberrationen

Weicht die Wellenlänge der Laserdiode aufgrund von Temperaturschwankungen von der Nennwellenlänge ab, so trifft der Strahl nicht mehr an gewünschten Positionen auf die Detektoroptik, was in den Abbildungen 4.22 und 4.23 exemplarisch für TE Polarisation dargestellt ist. Hierbei ist der Strahlverlauf für unterschiedliche Wellenlängen (Abb. 4.22) und Schnittpunkte mit der Detektoroptikebene (Abb. 4.23) dargestellt. Strahlen die eine Wellenlänge von 645, 650 bzw. 655 nm aufweisen sind durch die Farben grün, blau bzw. rot dargestellt. Besonders aus Abb. 4.23 ist deutlich zu erkennen, dass Strahlen, die sich in der Wellenlänge unterscheiden, an unterschiedlichen Stellen auf die Detektoroptik treffen. Interessant ist auch die Tatsache, dass Licht -unabhängig von der Wellenlänge- immer senkrecht auf die Detektoroptik einfällt.

Der relative Versatz, der für abweichende Wellenlängen λ auftritt, lässt sich auch analytisch berechnen. Abb. 4.24 zeigt die Winkelgeometrie, die zur Berechnung des Versatzes verwendet wird. α_b und β_B bezeichnen hierbei den Braggwinkel des diffraktiven PSTs in Luft bzw. Quarzglas.

Licht mit einer Vakuumwellenlänge λ wird vom STG unter dem Winkel

$$\beta'(\lambda) = \arcsin\left(\frac{\lambda}{n_2 \cdot \Lambda_{STG}}\right), \quad (4.9)$$

der mit Hilfe der Gittergleichung für das STG (4.5) hergeleitet werden kann, abgelenkt. Hierbei wird angenommen, dass Licht, das vom Datenträger reflektiert wird, senkrecht

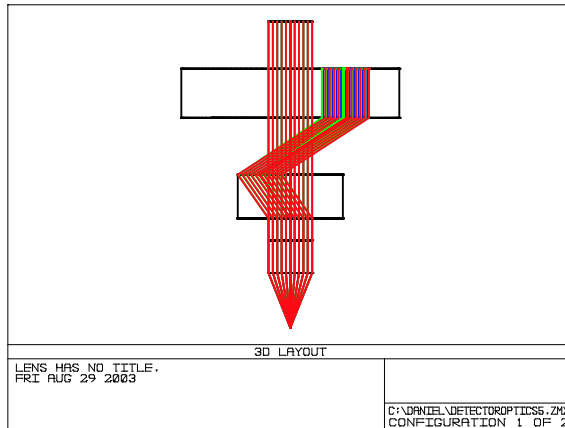


Abb. 4.22: Strahlverlauf im modularen System für verschiedene Wellenlängen.

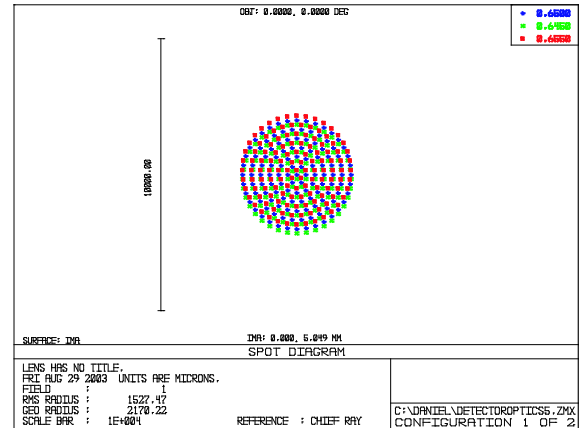


Abb. 4.23: Schnittpunkte der Strahlen mit der Detektoroptikebene.

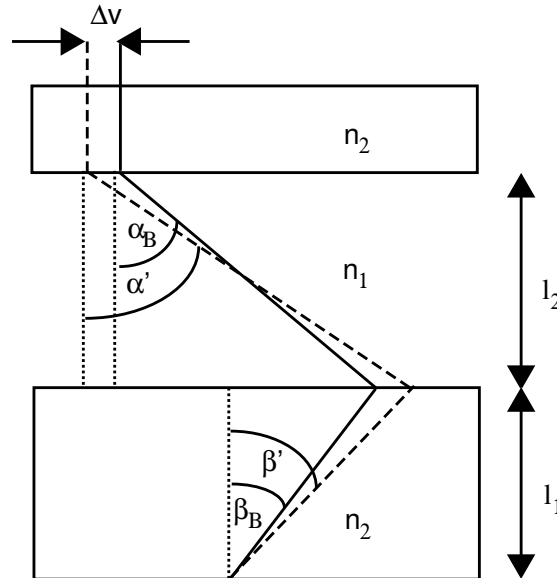


Abb. 4.24: Prinzipskizze zur Berechnung des Spotversatzes. Die durchgezogene Linie verdeutlicht den Strahlenverlauf des Lichtes, das die Nennwellenlänge aufweist. Licht, das von der Nennwellenlänge abweicht, wird durch eine gestrichene Linie dargestellt.

auf das STG einfällt und in die 1. Beugungsordnung abgelenkt wird. Das vom STG abgelenkte Licht fällt anschließend auf den diffraktiven PST ein und wird unter dem Winkel $\alpha'(\lambda)$ abgelenkt, der vom idealen Braggwinkel α_b abweicht. Der Winkel α' kann, ähnlich wie (4.9), mit Hilfe der Gittergleichung (2.24)

$$\alpha' = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1} \sin(\beta') - \frac{\lambda}{n_1 \cdot \Lambda_{PST}}\right) \quad (4.10)$$

berechnet werden. Hierbei wurde angenommen, dass das PST Gitter einfallendes Licht

in die -1. Beugungsordnung ablenkt. Licht, das auf das Ablenkgritter einfällt, wird in der -1. Beugungsordnung unter dem Winkel

$$\gamma_{AG} = \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2} \sin(|\alpha'|) - \frac{\lambda}{n_2 \cdot \Lambda_{AG}}\right) \quad (4.11)$$

abgelenkt. Werden (4.9) und (4.10) in (4.11) eingesetzt, so ergibt sich für alle Wellenlängen

$$\gamma_{AG} = 0, \quad (4.12)$$

d. h. chromatisch aberrierende Strahlen treten immer senkrecht aus dem Ablenkgritter aus. Der Versatz Δv lässt sich mit geometrischen Überlegungen aus Abb. 4.24 und mit den Gleichungen (4.9) und (4.10) berechnen und beträgt

$$\Delta v(\lambda) = l_1 \cdot [\tan(\beta_B) - \tan(\beta'(\lambda))] + l_2 \cdot [\tan(\alpha_b) - \tan(\alpha'(\lambda))]. \quad (4.13)$$

Für TM Polarisation lässt sich ein ähnlicher Ausdruck herleiten.

Der relative Versatz, der für einige abweichende Wellenlängen auftritt, ist in Tabelle 4.5 aufgelistet. Dort ist zu erkennen, dass sich ein maximaler Versatzfehler von etwa 240 μm für das in Abb. 4.21 gezeigte Modulsystem ergibt, wenn die Wellenlänge nicht mehr als ± 5 nm abweicht.

Polarisation	λ [nm]	Betrag des Versatzes [mm]
TE	645	0.160
TM	645	0.225
TE	655	0.170
TM	655	0.235

Tabelle 4.5: Chromatische Aberrationen im modularen Aufbau.

Hiermit wurde gezeigt, dass der Versatz auf die Detektoroptik klein ist. Sollte dieser Versatz tatsächlich einen signifikanten Einfluss auf das Detektorsignal haben (siehe Abb. 4.25), kann auf alternative Detektionsmethoden zurückgegriffen werden [64].

In Abb. 4.26 ist zu dieser Thematik die sog. Schneidenmethode dargestellt [53]. Im Strahlengang der Fokussierungsoptik wird hierbei ein Aperturstop eingesetzt, der die Hälfte des Strahls ausblendet. Befindet sich die Linse im Fokus, verschwindet das Differenzsignal $V = B - A$, das aus den Photodetektoren A und B gewonnen werden kann. Befindet sich der Datenträger hingegen ausserhalb der Brennweite der Objektivlinse, ergibt das Differenzsignal V einen Wert der von Null abweicht. Auf diese Weise kann die Fokusslage relativ zur Datenschicht nachgeregelt werden. Im Falle chromatischer Fehler tritt der Spot in den Detektoren mit einem Versatz in x-Richtung auf, der aber aufgrund der Anordnung der Photoelemente keine Auswirkungen auf das Differenzsignal V hat. Hiermit ist eine Möglichkeit gegeben ein Fokusfehlersignal zu gewinnen.²

²Zur Spurnachregelung kann zusätzlich die Splitdetektormethode hinzugezogen werden [54].

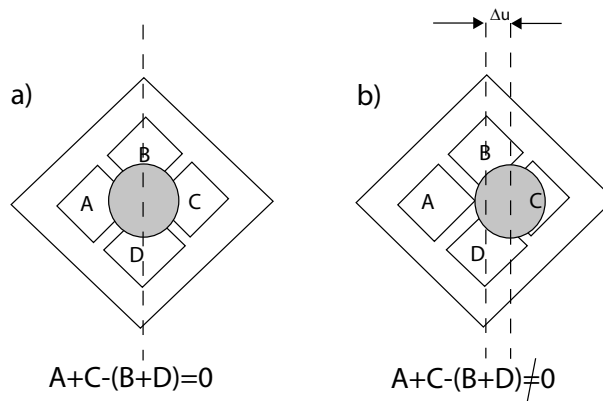


Abb. 4.25: Detektorsignal in Abwesenheit (a) bzw. Anwesenheit (b) chromatischer Fehler.

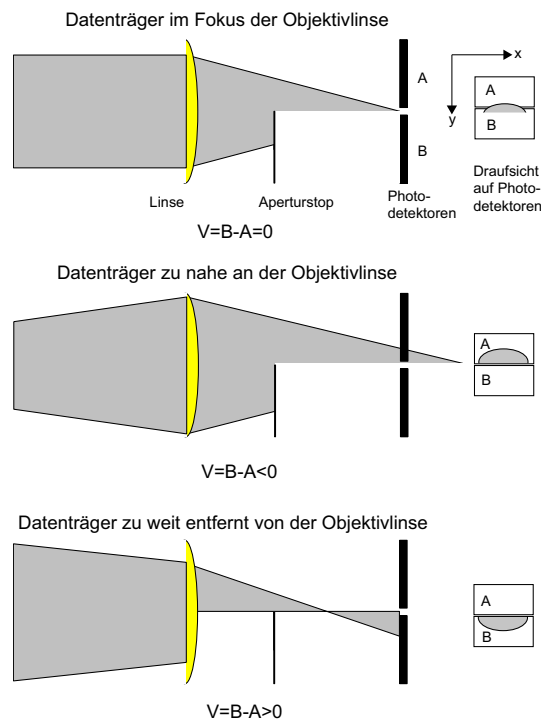


Abb. 4.26: Generierung eines Fokusfehlersignals mit der Schneidenmethode.

4.6 Experimentelle Ergebnisse

4.6.1 Experimentelle Auswertung der lithographisch hergestellten DOEs

Mittels Elektronenstrahlolithographie und reaktiven Ionenätztechniken [31] wurden diffraktive PSTs, Phasenverzögerungsplatten und STGs hergestellt und anschließend op-

tisch vermessen. REM-Aufnahmen eines PST-Gitters vom Design Typ A und einer diffraktiven $\lambda/8$ -Platte sind in den Abbildungen 4.27 und 4.28 dargestellt. Die Messergebnisse der hergestellten DOEs werden nun im Einzelnen diskutiert.

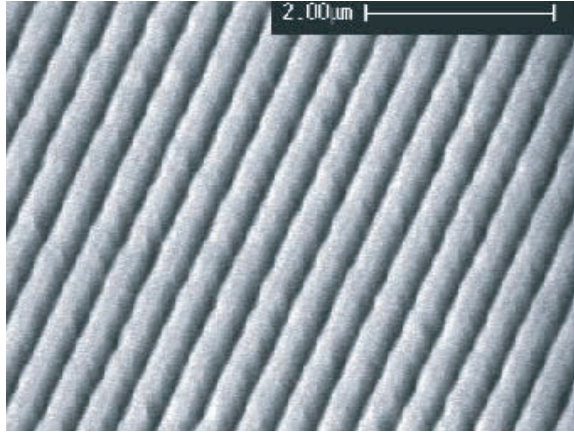


Abb. 4.27: REM Aufnahme eines PST Gitters vom Design Typ A.

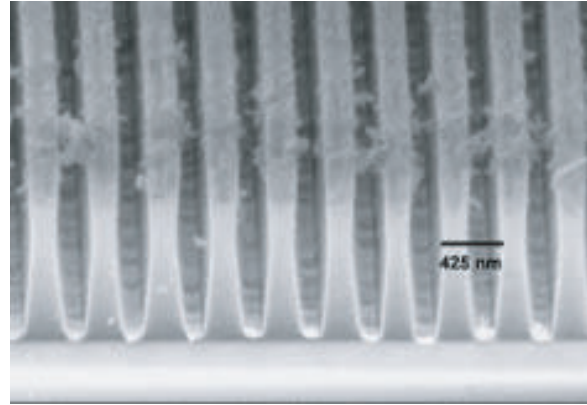


Abb. 4.28: REM Aufnahme einer diffraktiven $\lambda/8$ Platte.

Auswertung der polarisierenden Strahlteilergritter

Es wurden überwiegend diffraktive PSTs vom Design Typ A hergestellt. Laut Herstellerangaben (Fraunhofer Institut für Nachrichtentechnik) besitzen diese Elemente eine Gitterperiode von 390 nm und eine Gitterhöhe von 800 nm. Das Tastverhältnis dieser Elemente variierte von 0.359 bis 0.4359. Die gemessenen Beugungswirkungsgrade und Auslöschungsverhältnisse der diffraktiven PSTs werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

Um die Gitter auszumessen, wurde eine kollimierte Laserdiode mit einer Wellenlänge von 650 nm verwendet. Die diffraktiven PSTs wurden unter Bragg-Einfall beleuchtet und die Polarisation des einfallenden Strahls wurde mit einem Folienpolarisator eingestellt. Um den Beugungswirkungsgrad zu bestimmen, wurde zunächst die Intensität des Strahls, der auf das DOE einfällt, mit einem Lichtleistungsmessgerät bestimmt. Anschließend wurden mit diesem die Intensitäten in den einzelnen Beugungsordnungen vermessen. Mit dem Verhältnis der gemessenen Intensität in den Beugungsordnungen und der auf das DOE einfallenden Intensität wurde der Beugungswirkungsgrad gebildet.

In Tabelle 4.6 sind theoretische und gemessene Beugungswirkungsgrade sowie die spezifischen Auslöschungsverhältnisse

$$\begin{aligned} C_{-1} &= \frac{\eta_{-1}^{TE}}{\eta_{-1}^{TM}}, \\ C_0 &= \frac{\eta_0^{TM}}{\eta_0^{TE}} \end{aligned} \quad (4.14)$$

einiger hergestellter Elemente aufgelistet. Da bei der Herstellung der Gitter das Tastverhältnis variiert wurde, sind in Tabelle 4.6 zusätzlich die Stegbreiten der realisierten Gitter angegeben. Die Messungen zeigen, dass die gemessenen Werte von den theoretisch

Ergebnis	f_{PST}	Stegbr. (nm)	$\eta_{-1}^{TE}(\%)$	$\eta_0^{TE}(\%)$	$\eta_{-1}^{TM}(\%)$	$\eta_0^{TM}(\%)$	C_{-1}	C_0
Theor.	0.42	164	92.8	0.007	0.003	99.9	31000	14000
Exper.	0.35	136	72.5	3.51	0.153	90.8	470	26
Exper.	0.385	150	72.7	3.1	2.6	91.0	28	30
Exper.	0.4135	160	78.2	0.394	0.154	84.3	35	214
Exper.	0.436	170	78.6	1.276	2.741	82.9	29	65

Tabelle 4.6: Experimentelle Resultate zu hergestellten Design A PSTs.

vorausgesagten z. T. deutlich abweichen. Dies gilt besonders für die Beugungswirkungsgrade η_{-1}^{TM} und η_0^{TE} bzw. für die Auslöschungsverhältnisse C_{-1} und C_0 . Da zum Betrieb eines Pickupsystems Auslöschungsverhältnisse von 10 für eine elektronische Verarbeitung vollkommen ausreichen, sind sämtliche vermessenen PST Gitter für den Einsatz in optischen Lesekopfsystemen bestens geeignet. Aus Tabelle 4.6 ist ersichtlich, dass die spezifischen Auslöschungsverhältnisse C_{-1} und C_0 stark vom Tastverhältnis f_{PST} abhängen. Die besten experimentellen Resultate wurden für ein Gitter mit einem Tastverhältnis von 0.4135 erzielt. Für dieses Gitter wurde ein Auslöschungsverhältnis von 35 gemessen.

Weiterhin wurde die Abhängigkeit der Beugungswirkungsgrade und des Auslöschungsverhältnisses vom Einfallswinkel untersucht. Wird ein diffraktiver PST verkippt eingebaut, so ist es wichtig zu wissen welche Leistungseinbußen in der Polarisationsstreuung zu erwarten sind. In den Abbildungen 4.29 und 4.30 sind die gemessenen Beugungswirkungsgrade bzw. die spezifischen Auslöschungsverhältnisse in Abhängigkeit des Einfallswinkels für einen PST vom Design Typ A dargestellt. Es ist zu erkennen, dass auch bei einem Fehler von bis zu einem 1° hohe Beugungswirkungsgrade und Auslöschungsverhältnisse gewährleistet sind.

Ein diffraktiver Polarisationsstrahlteiler vom Design Typ B wurde ebenfalls hergestellt und vermessen. Für die 0. Beugungsordnung ergibt sich für TE und TM Polarisation ein Beugungswirkungsgrad von 4 % bzw. 90 %. In der -1. Beugungsordnung wurde für TE und TM Polarisation ein Beugungswirkungsgrad von 80 % bzw. 5 % gemessen. Somit ergibt sich für das Auslöschungsverhältnis C ein Wert von 16.

Auswertung der diffraktiven Phasenverzögerungsplatten

Neben den PST Gittern wurden diffraktive PVPs hergestellt und vermessen. In Abb. 4.31 ist schematisch eine Messanordnung zur Charakterisierung von PVPs dargestellt. Das auf das Gitter senkrecht einfallende Licht wurde zuvor von einem Polarisator in einem Winkel von 45° zu den Gitterlinien linear polarisiert. Dadurch wird das Gitter

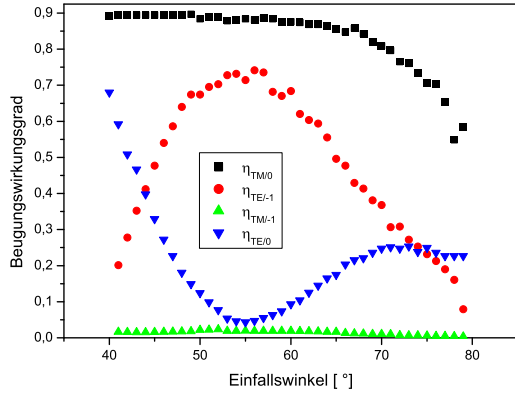


Abb. 4.29: Gemessene Beugungswirkungsgrade in Abhängigkeit des Einfallswinkels.

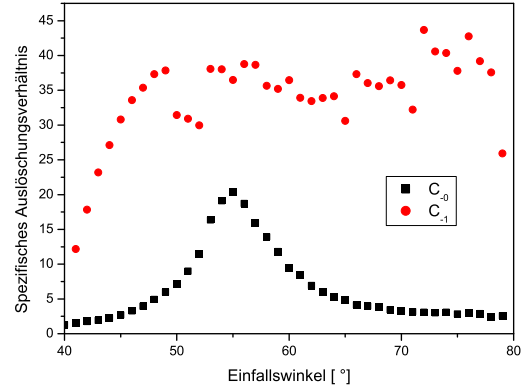


Abb. 4.30: Aus den Messdaten ermittelte Auslöschungsverhältnisse C_{-1} und C_0 in Abhängigkeit des Einfallswinkels.

zu gleichen Teilen mit TE und TM polarisiertem Licht in Phase beleuchtet. Licht, das vom Gitter transmittiert wird, erfährt aufgrund der Formdoppelbrechung eine Phasenverzögerung $\Delta\phi$ zwischen TE und TM Polarisation. Durch Drehen der Transmissionsachse des Analysators wird eine Modulation der am Detektor gemessenen Intensität erzielt. Aus der Modulation wiederum lässt sich die vom Gitter eingeführte Phasenverzögerung $\Delta\phi$ bestimmen [28]. In Tabelle 4.7 ist die gemessene Phasenverzögerung

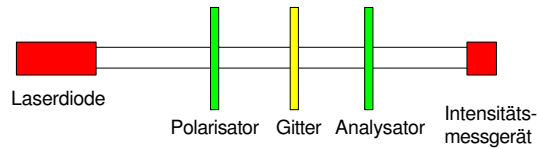


Abb. 4.31: Schematische Skizze einer Messanordnung zur Vermessung der Phasenverzögerung einer diffraktiven

einiger hergestellter Elemente aufgelistet. Es wurden PVP Gitter mit verschiedenen Gitterhöhen realisiert, während die Gitterperiode und das Tastverhältnis aller gemessenen Elemente 425 nm bzw. 0.5 betrug. Aus Tabelle 4.7 ist zu entnehmen, dass die gemessene Phasenverzögerung mit zunehmender Gitterhöhe ansteigt, was gut mit den theoretischen Voraussagen aus Abb. 4.8 übereinstimmt. Aufgrund der hohen Tastverhältnisse bei kleinen Gitterperioden und der damit verbundenen Herstellungsschwierigkeiten konnten $\lambda/4$ -PVPs nicht verwirklicht werden. Alternativ dazu können zwei $\lambda/8$ -PVPs kombiniert werden um eine Phasenverzögerung von 90° zu erzielen [26][27].

Gitterhöhe [nm]	$\Delta\Phi$ [°]
780	35
1000	44.8
1500	60

Tabelle 4.7: Experimentelle Resultate von hergestellten Design A PSTs.

	η_{-1}^{TM} [%]	η_0^{TM} [%]	η_1^{TM} [%]	η_{-1}^{TE} [%]	η_0^{TE} [%]	η_1^{TE} [%]
theor. Beugungsw.	9	79	9	14	68	14
mittl. gem. Beugungsw.	8	85	5	13	74	8
beste opt. Wirkung	11	82	6	14	72	10

Tabelle 4.8: Experimentelle Resultate von hergestellten STG.

Auswertung der strahlteilenden Gitter

Für das in Abb. 4.2 (b) gezeigte Pickupkonzept kommt neben einem PST Gitter ein strahlteilendes Gitter (STG) zum Einsatz. Die experimentellen Ergebnisse zu hergestellten STGs werden im folgenden vorgestellt. Die STGs wurden mit senkrecht einfallendem Licht beleuchtet und die Beugungswirkungsgrade der transmittierten Ordnungen in derselben Weise wie für die PST Gitter bestimmt. In Tabelle 4.8 sind die experimentellen Ergebnisse der Messungen einiger Strahlteilergitter zusammengefasst. Da bei der Herstellung der STGs die Gitterparameter nicht verändert wurden, sind in Tabelle 4.8 die mittleren gemessenen Beugungswirkungsgrade aller STGs aufgelistet. Zum Vergleich mit den Voraussagen sind zusätzlich die theoretischen Beugungswirkungsgrade in dieser Tabelle enthalten. Die Abweichungen in den Beugungswirkungsgraden der -1. und der +1. Ordnung sind darauf zurückzuführen, dass bei der Herstellung eine Asymmetrie im Gitterprofil bewusst eingeführt wurde. Dadurch war es möglich, den Beugungswirkungsgrad in der -1. und 0. Beugungsordnung auf Kosten der 1. Beugungsordnung zu erhöhen, um mehr Licht auf die Disk und in Richtung des PST Gitters abzulenken. Die Beugungswirkungsgrade des STGs, das diese Funktion am besten erfüllt, ist zusätzlich in Tabelle 4.8 enthalten.

4.6.2 Experimentelle Auswertung der holographisch hergestellten DOEs

Neben den lithographisch hergestellten DOEs wurden hochfrequente DOEs mit Hilfe von holographischen Methoden von der Firma Carl Zeiss Jena hergestellt. Wellen, die durch Teilung eines Laserstrahls erzeugt werden, fallen auf ein mit Photolack beschichtetem Substrat ein und rufen in der Photolackschicht ein periodisches Interferenzmuster (Abb. 4.32) hervor. Durch anschließende Entwicklung des Photolacks wird eine dem Interferenzmuster entsprechende Struktur in die Photolackschicht übertragen. Während die Gitterhöhe durch die Lackdicke vorgegeben wird, kann die gewünschte Gitterperiode

Λ eines holographischen Oberflächengitters durch den Winkel

$$\gamma = 2 \arcsin\left(\frac{\lambda}{2\Lambda}\right) \quad (4.15)$$

der beiden einfallenden ebenen Wellen eingestellt werden.

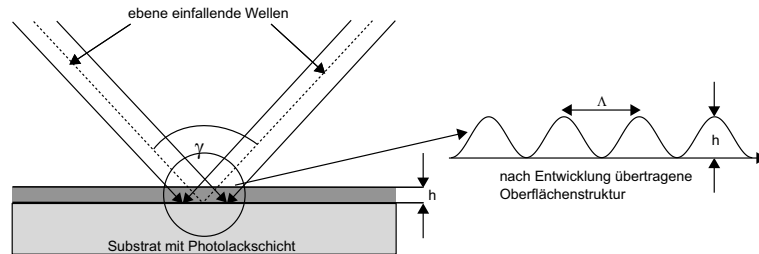


Abb. 4.32: Prinzipskizze zur holographischen Herstellung von hochfrequenten Gitterstrukturen.

Um möglichst geeignete Photolackdicken für die Herstellung der DOEs zu bestimmen, wurden zunächst die Gitterhöhen aus den Designdaten von Abschnitt 4.2 übernommen. Da das Gitterprofil im Photolack eine sinusförmige Struktur aufweist und der Brechungsindex des Photolacks im Vergleich zu dem von Quarzglas höher ist, weicht die optimale Gitterhöhe von den Daten der binären Gitter ab. Daher wurden durch Veränderung der Lackdicke h , die mit einer Spincoatinganlage eingestellt werden konnte, verschiedene sinusförmige Oberflächengitter mit unterschiedlichen Gitterhöhen h holographisch hergestellt und optisch vermessen. Dieser Prozess wurde solange wiederholt, bis das produzierte Element die gewünschte Anforderung (z. B. Polarisationsstrennung für einen PST) optimal erfüllte. Auf diese Weise wurden diffraktive PSTs, Ablenkgritter und $\lambda/4$ -Gitter hergestellt.

Auswertung der PST Gitter

Ein PST Gitter mit einer Gitterperiode von 400 nm und einer Gitterhöhe von 800 nm wurde hergestellt. Die Bestimmung der Beugungswirkungsgrade und der spezifischen Auslöschungsverhältnisse erfolgte in der selben Weise, wie sie in Abschnitt 4.6.1 für die lithographisch hergestellten Elemente beschrieben wurde. Für die spezifischen Auslöschungsverhältnisse C_{-1} und C_0 wurde ein Wert von 77 bzw. 93 gemessen, wenn das PST Gitter unter Bragg Einfall beleuchtet wird. Vergleicht man dieses Ergebnis mit den Messungen zu den lithographisch hergestellten PST Gittern, so ist zu sehen, dass das holographisch hergestellte Element im Vergleich zu den lithographischen Elementen ein höheres Auslöschungsverhältnis aufweist. Sie sind daher für den Einsatz in optischen Pickupsystemen besser geeignet.

In den Abbildungen 4.33 und 4.34 sind die gemessenen Beugungswirkungsgrade und die spezifischen Auslöschungsverhältnisse in Abhängigkeit des Einfallswinkels dargestellt. Eine genaue Analyse der eben erwähnten Abhängigkeit ergab, dass ein hoher

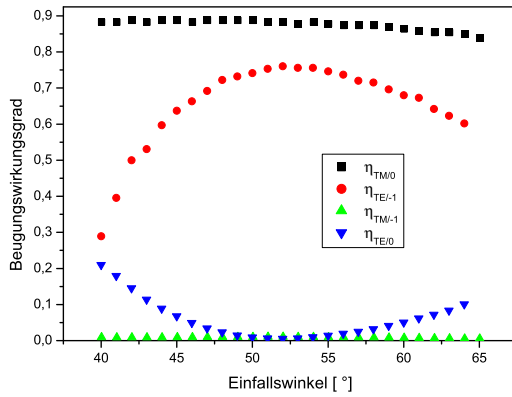


Abb. 4.33: Beugungswirkungsgrade als Funktion des Einfallswinkel.

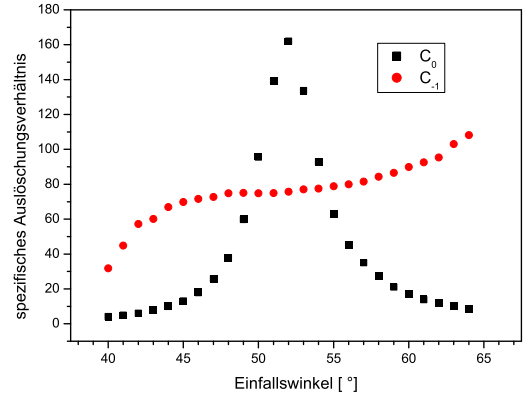


Abb. 4.34: Auslöschungsverhältnisse C_{-1} und C_0 als Funktion des Einfallswinkel.

Beugungswirkungsgrad η_{-1}^{TE} und hohe Auslöschungsverhältnisse unterhalb des Braggwinkels, der für das PST Gitter ungefähr 54° beträgt, zu erzielen sind. In Tabelle 4.9 sind die gemessenen Beugungswirkungsgrade und spezifische Auslöschungsverhältnisse für zwei Einfallswinkel aufgelistet.

Einfallswinkel [°]	η_{-1}^{TE} [%]	η_0^{TE} [%]	η_{-1}^{TM} [%]	η_0^{TM} [%]	C_{-1}	C_0
54	75.6	0.95	0.98	88.29	77	93
52	76.1	0.55	1	88.29	75	162

Tabelle 4.9: Gemessene Beugungswirkungsgrade und Auslöschungsverhältnisse für ein holografisch hergestelltes PST.

Auswertung eines Ablenkgritters

Ein Ablenkgritter für das oben erwähnte holografisch hergestellte PST Gitter wurde hergestellt und vermessen. Die Gitterperiode des Ablenkgritters weist eine Gitterperiode von 800 nm auf. Die Gitterhöhe beträgt ungefähr 1200 nm. Das Gitterprofil selbst wurde asymmetrisch hergestellt, damit ein höherer Beugungswirkungsgrad in der ersten Beugungsordnung erzielt werden kann. In der -1. Beugungsordnung wurden für TE und TM Polarisation Beugungswirkungsgrade von 79.6 % bzw. 60 % gemessen. Für die 0. Beugungsordnung wurde für TE und TM Polarisation ein Beugungswirkungsgrad von 1.6 % bzw. 18.9 % gemessen. In den Abbildungen 4.35 und 4.36 sind die gemessenen Beugungswirkungsgrade für TE und TM Polarisation in Abhängigkeit des Einfallswinkels dargestellt. Für Abweichungen bis 1° im Einfallswinkel sind Beugungswirkungsgrade größer als 55 % für beide Polarisationen gesichert.

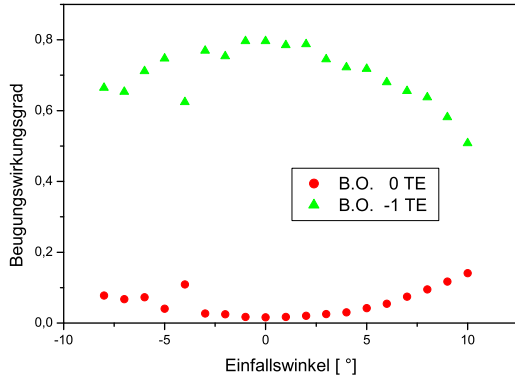


Abb. 4.35: Beugungswirkungsgrade als Funktion des Einfallswinkels für TE Polarisation.

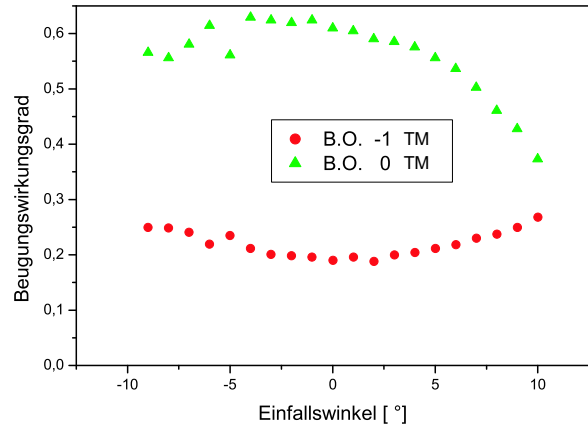


Abb. 4.36: Beugungswirkungsgrade als Funktion des Einfallswinkels für TM Polarisation.

Auswertung einer diffraktiven $\lambda/4$ Phasenverzögerungsplatte

Eine diffraktive $\lambda/4$ -PVP wurde hergestellt und vermessen. Die Periode und die Höhe dieser Gitterstruktur beträgt 420 nm bzw. 1800 nm. Die gemessene Phasenverzögerung beträgt 88° . In Tabelle 4.10 ist die gemessene Phasenverzögerung $\Delta\Phi$ zwischen TE und TM Polarisation für 3 verschiedene Einfallswinkel aufgelistet. Es ist zu erkennen, dass eine Abweichung von einem Grad im Einfallswinkel zu Fehlern von ungefähr 6° in der Phasenverzögerung führt.

Einfallswinkel [°]	$\Delta\Phi$ [°]
-1	82
0	88
1	83

Tabelle 4.10: Gemessene Phasenverzögerung eines $\lambda/4$ Gitters für verschiedene Einfallswinkel.

4.7 Vermessung der Pickupsysteme

Im Rahmen der Arbeiten [31][64][66][67][76][78][79] wurden Demonstratoren der optischen Pickupsysteme I und II realisiert und optisch vermessen. Ergebnisse dieser experimentellen Untersuchungen, insbesondere der Effizienzmessungen in der Datenträger- und Detektorebene, werden in den folgenden Abschnitten behandelt. Eine detailliertere Abhandlung über die Vermessung der Gesamtsysteme mit einem Datenträger sind in den Arbeiten von Stankovic zu finden [64][76].

Messungen am Pickupsystem I zum Auslesen einschichtiger Datenträger

Ein Pickupsystem zum Auslesen einschichtiger Datenträger wurde realisiert (siehe Abb. 4.37). Messungen der relativen Intensitäten auf der Datenträgerebene sowie in

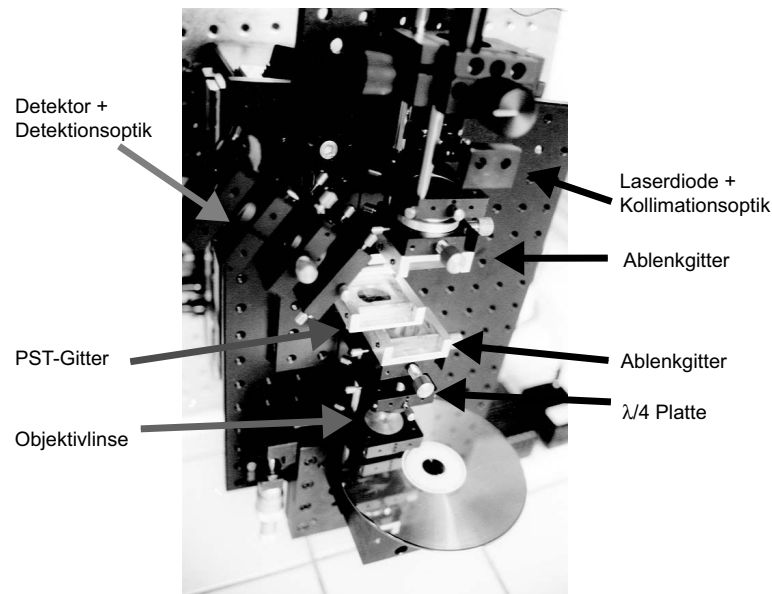


Abb. 4.37: Realisiertes Single Layer Pickupsystem.

der Detektorebene wurden durchgeführt. Ergebnisse dieser Messungen sind im Diagramm 4.38 aufgelistet. Hierbei bezeichnen die Abkürzungen *LD*, *L1* und *POL* die Laserdiode, die Kollimationslinse und den Polarisator. Der Polarisator wird benötigt, um das von der Laserdiode emittierte Licht in TE Richtung zu polarisieren. Die Abkürzungen *QW* und *L2* bezeichnen eine $\lambda/4$ Platte bzw. die Fokussierungsoptik des optischen Pickupsystems. Aus den Messwerten in Tabelle 4.38 ist erkennbar, dass in der Datenträgerebene sowie in der Detektorebene eine Intensität von etwa 5 % bzw. 3 % der von der Laserdiode emittierten ursprünglichen Intensität gemessen wurde. Die Intensität kann aber gesteigert werden, wenn die Polarisation durch Drehen der Laserdiode eingestellt und damit auf den Polarisator verzichtet wird.

Messungen mit Speichermedien wurden ebenfalls durchgeführt. So konnte unter anderem eine sog. S-Kurve (siehe Abb. 4.39) gemessen werden, was ein Beleg dafür ist, dass auf die Datenebene fokussiert werden konnte. Damit konnte erstmals gezeigt werden, dass hochfrequente DOEs für den Einsatz in optischen Pickupsystemen geeignet sind und eine attraktive Alternative zu refraktiven (polarisations-)optischen Komponenten darstellen.

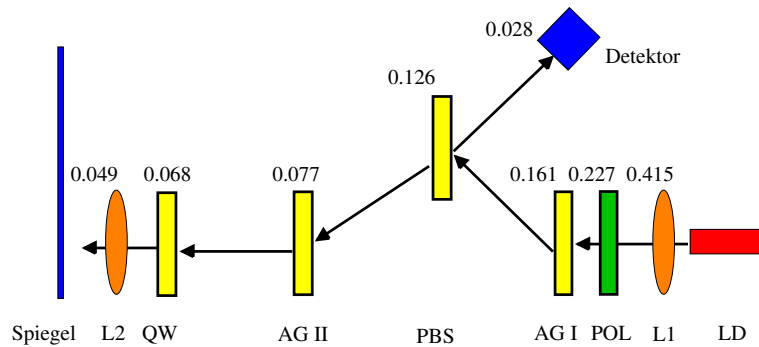


Abb. 4.38: Intensitätsmesswerte an realisiertem Single Layer Pickupsystem.

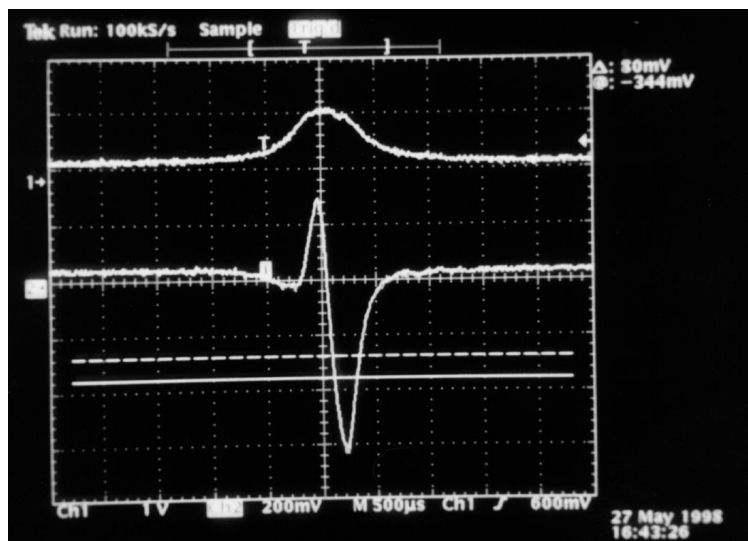


Abb. 4.39: Gemessene S-Kurve am Pickupsystems I.

Messungen am Pickupsystem II zum Auslesen doppelschichtiger Datenträger

Ein Pickupsystem zum Auslesen doppelschichtiger Datenträger wurde ebenfalls realisiert und optisch vermessen. Hierbei wurden neben den diffraktiven optischen Elementen die in Abschnitt 4.1.2 erwähnten schaltbaren Flüssigkristalllinsen in das optische Pickupsystem integriert. Das realisierte Pickupsystem ist in den Abbildungen 4.40 und 4.41 dargestellt. Messungen zu den Intensitäten auf der Datenträgerebene sowie in der Detektorebene wurden durchgeführt. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 4.11 aufgelistet. Dort ist erkennbar, dass ein großer Teil der Laserintensität zur Datenträgerebene sowie zu den Detektoren gebracht werden kann. Durch eine Antireflexbeschichtung des diffraktiven PSTs und des STGs konnte die Lichtausbeute in der Datenträgerebene bzw. in der Detektorebene weiter gesteigert werden. Weitere Messungen mit doppelschichtigen Datenträgern ergaben, dass sich die Kombination von Flüssigkristalllinsen

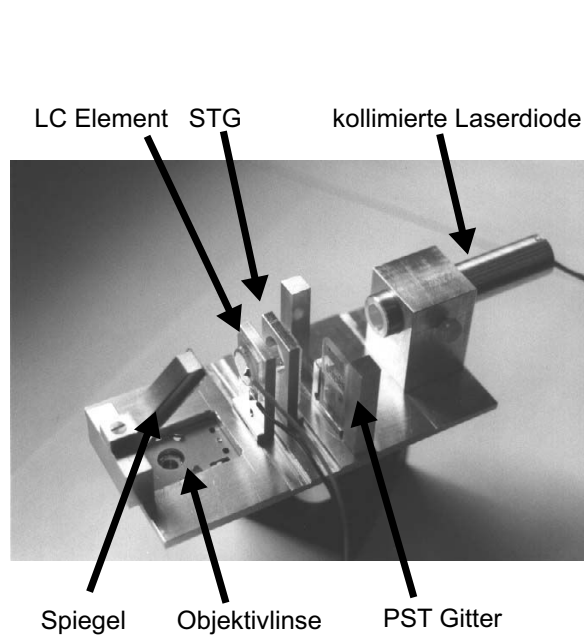


Abb. 4.40: Realisierter Demonstrator zum Auslesen doppelschichtiger Datenträger. Zur besseren Übersicht wurde dieser Demonstrator zunächst ohne Detektoroptik konstruiert.

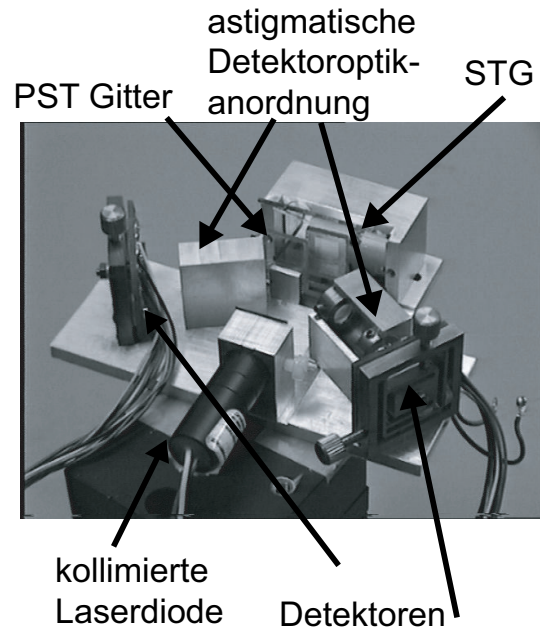


Abb. 4.41: Ähnlich wie Abb. 4.40, jedoch mit Detektoroptiken und Detektoren.

	ohne Anti-reflexionsschichten	mit Anti-reflexionsschichten
Auf der Disk ohne FK	81 %	75 %
Auf einem der Detektoren ohne FK	0.4 %	1.78 %
Auf der Disk mit FK	64 %	60 %
Auf einem der Detektoren mit FK	0.25 %	1.42 %

Tabelle 4.11: Effizienzmessung am Demonstrator. Die Abkürzung FK bezeichnet die schaltbare Flüssigkristalllinse.

und DOEs bewährt. So konnte mit Hilfe der Flüssigkristallelemente auf beide Datenschichten gleichzeitig zugegriffen werden, was in Abb. 4.42 dokumentiert ist. Hierzu sind in den Bildern (a) und (b) die Fokusfehlersignale der Detektoren (S-Kurven) für die obere und untere Datenschicht dargestellt. Zur Messung wurden die in den Abbildungen 4.42 (a) und (b) generierten Fokusfehlersignale durch eine relative Verschiebung der Objektivlinse zum Datenträger erzeugt. Die beiden S-Kurven im linken Teil von jedem Graphen entstehen beim Hindurchtreten durch die erste und zweite Datenschicht. Wird die Objektivlinse in die ursprüngliche Position zurückbewegt, entstehen auf dem Rückweg weitere S-Kurven, die im rechten Teil von jedem Graphen dargestellt sind.

Ohne Flüssigkristalllinse werden beide Polarisationskomponenten des Lichts (TE und TM) bei bewegter Objektivlinse entweder auf die obere oder auf die untere Datenebene fokussiert. Daher stimmen in Abb. 4.42 die Verläufe der oberen und der unteren S-Kurve zeitlich überein. Mit einer eingebauten aber abgeschalteten Flüssigkristalllinse entstehen zwei zusammen um $55\ \mu\text{m}$ versetzte Brennpunkte mit verschiedenen Polarisationsrichtungen. Dies bedeutet das TE polarisiertes Licht auf die zweite Datenschicht und TM polarisiertes Licht auf die erste Datenschicht fokussiert werden kann.

Wäre das Auslöschungsverhältnis sehr gering ($C \approx 1$), müßten (auf dem Hinweg bzw. auf dem Rückweg der Aktuatorlinse) die Detektoren jeweils drei S-Kurven registrieren. Dies ist, aufgrund des ausreichenden Auslöschungsverhältnis der PST Gitter, nicht der Fall. Aus dem geringem Übersprechen der S-Kurven in Abb. 4.42 (b) wurde gezeigt, dass eine hohe Polarisationsstrennung erreicht werden konnte. Weitere Ergebnisse hierzu sind in den Abhandlungen von Hain und Stankovic zu finden [64][66][76][78].

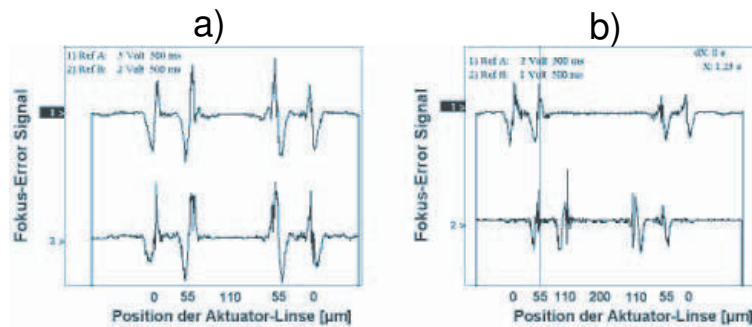


Abb. 4.42: Gemessene S-Kurven am Pickupsystems II.

4.8 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, die Einsatzmöglichkeiten von hochfrequenten Gitterstrukturen in optischen Pickupsystemen auf theoretischer und auf experimenteller Basis im Detail zu untersuchen. Hierzu wurden zwei Designvorschläge von optischen Pickupsystemen

konzipiert, um einschichtige bzw. zweischichtige DVD Datenträger auszulesen. Die optischen Pickupsysteme enthalten polarisationsoptische DOEs wie Polarisationsstrahlteiler und Phasenverzögerungsplatten sowie nicht polarisierende DOEs wie Ablenkgritter und Strahlteilergritter.

Um die für die Pickupsysteme benötigte polarisationsoptische Wirkung der Gitterstrukturen zu erzielen, wurden deren polarisierende Eigenschaften optimiert. Es wurden Toleranzrechnungen durchgeführt, um Abweichungen, die durch Herstellungs- sowie Justierungsfehler verursacht werden, zu untersuchen. Es konnte gezeigt werden, dass die Beugungswirkungsgrade der DOEs und polarisationsoptische Eigenschaften wie z. B. das Auslöschungsverhältnis von Polarisationsstrahlteilern tolerant sind gegenüber Fehlern in der Herstellung und Justierung.

Es wurde die Möglichkeit betrachtet, Herstellungsanforderungen durch die Wahl hochbrechender Materialien zu senken. Es konnte gezeigt werden, dass die hohen Aspectverhältnisse von diffraktiven polarisationsoptischen Elementen deutlich gesenkt werden können, wenn die DOEs in Materialien mit hohen Brechungsindizes strukturiert werden.

Des weiteren wurde die Kombination einer diffraktiven Zylinderlinse mit einem polarisierenden Strahlteiler untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass es möglich ist, eine solche Funktion in einem PST zu integrieren.

Durch eine geometrisch optische Analyse des Pickupsystems zum Auslesen doppel-schichtiger Datenträger konnten die Auswirkungen von chromatischen Aberrationen untersucht werden. In der Simulation konnte demonstriert werden, dass der hierbei auftretende Strahlversatz durch geeignete Detektoranordnungen kompensiert werden kann.

Die für Demonstratoren entwickelten DOEs wie Polarisationsstrahlteiler und Phasenverzögerungsplatten wurden mittels Elektronenstrahlolithographie sowie reaktiven Ionenstrahlätztechniken hergestellt und optisch vermessen. Die hergestellten Elemente weisen insgesamt hohe Beugungswirkungsgrade auf. Eine akzeptable Polarisationstrennung konnte mit den polarisierenden Strahlteilern erzielt werden. Phasenverzögerungen bis zu 60° wurden für diffraktive Phasenverzögerungsplatten gemessen. Durch eine herstellungsbedingte Asymmetrie konnte die Wirkung der Strahlteilergritter weiter verbessert werden.

Des weiteren wurden hochfrequente DOEs mit Hilfe von holographischen Methoden hergestellt und optisch vermessen. Hierbei wurden diffraktive Polarisationsstrahlteiler und Phasenverzögerungsplatten sowie Ablenkgritter hergestellt. Die holographisch hergestellten DOEs brachten im Vergleich zu den lithographisch hergestellten Elementen eine weitere Verbesserung der polarisationsoptischen Eigenschaften. So konnte mit den holographisch hergestellten PST Elementen und Phasenverzögerungsplatten eine hohe Polarisationstrennung bzw. eine Phasenverzögerung von 90° erzielt werden. Mit den holographischen Herstellungsmethoden konnten zudem Ablenkgritter mit hohen Beugungswinkeln realisiert werden. Hierbei konnten Beugungswirkungsgrade über 60 %

erzielt werden.

Bei der Konstruktion des Pickupsystems zum Auslesen einschichtiger Datenträger wurden die holographisch hergestellten DOEs eingesetzt. Statische Messungen am System ergaben, dass ausreichend hohe Lichtleistungen sowohl auf der Disk als auch auf dem Detektor zugeführt werden konnten. Darüber hinaus konnte erfolgreich demonstriert werden, dass auf die Datenebenen fokussiert werden konnte. So konnte erstmalig gezeigt werden, dass hochfrequente Gitterstrukturen für den Einsatz in DVD Laufwerken hervorragend geeignet sind.

Zum simultanen Auslesen doppelschichtiger Datenträger wurden im Pickupsystem lithographisch hergestellte DOEs verwendet. Hohe Lichtleistungen in der Datenträgerebene sowie in der Detektorebene konnten mit den DOEs erzielt werden. Mit diesem System konnte erstmalig gezeigt werden, dass die DOEs und die adaptiven Flüssigkristallelemente genutzt werden können, die Datenebenen beider Schichten gleichzeitig auszulesen.

Kapitel 5

Diffraktive Phasenverzögerungsplatten für mikrooptische Ellipsometersysteme

Fällt Licht auf eine ebene Grenzfläche oder auf dünne Schichten, die sich zwischen verschiedenen optischen Medien befinden, ein, so ändert sich i. A. der Polarisationszustand des reflektierten bzw. transmittierten Lichtes. Eine optische Technik, um diese Polarisationszustandsänderungen zu charakterisieren und dadurch Aussagen über Probeneigenschaften zu gewinnen, ist die Ellipsometrie [14].

In ellipsometrischen Messvorrichtungen wird die zu untersuchende Probe mit einer Lichtwelle, deren Polarisationszustand (Anfangszustand) bekannt ist, beleuchtet. Durch die Wechselwirkung der einfallenden Lichtwelle mit der Probe wird der Polarisationszustand des reflektierten bzw. transmittierten Lichtes geändert. Durch die Messung der Endpolarisationszustände für verschiedene bekannte Anfangszustände kann die Polarisationsstransformation ermittelt werden, aus der wiederum Probeneigenschaften gewonnen werden können [14].

Polarisationsoptische Komponenten, wie z. B. Polarisatoren oder Phasenverzögerungsplatten sind Schlüsselemente in Ellipsometersystemen. Da in herkömmlichen Ellipsometervorrichtungen häufig refraktive Polarisationsoptiken verwendet werden, ist der Einsatz von diffraktiven polarisationsoptischen Elementen in Hinsicht auf eine Miniaturisierung von integrierten optischen Ellipsometersystemen von großem Interesse. Während refraktive polarisationsoptische Elemente sehr schwer zu miniaturisieren sind, lassen sich Polarisationsoptiken auf Basis diffraktiver optischer Elemente mit Hilfe von Nanostrukturierungstechniken wie z. B. der Elektronenstrahlolithographie in Größen von $10\text{ }\mu\text{m}$ problemlos herstellen.

Verschiedene Designaspekte und erste experimentelle Ergebnisse zur Miniaturisierung diffraktiver polarisationsoptischer Komponenten für Anwendungen in mikrooptischen Ellipsometersystemen werden in den folgenden Abschnitten diskutiert.

5.1 Konventionelle photometrische Ellipsometrie

Abb. 5.1 zeigt eine schematische Skizze einer Ellipsometer-Anordnung, die im folgenden erläutert wird. Aus dem Laser tritt ein kollimierter Strahl aus und durchläuft einen Polarisator, der den Strahl linear polarisiert. Anschließend fällt der Strahl auf eine zu untersuchende Probe, die den Strahl reflektiert. Nach der Reflexion an der Probe durchquert er einen linearen Retarder sowie einen Analysator und trifft schließlich auf einen Detektor. Die Orientierung der Transmissionsachse des Polarisators und des Analysators zur x -Achse wird durch die Azimuthwinkel P bzw. A bezeichnet. Der Azimuthwinkel R ist durch die Orientierung der schnellen Achse des Retarders zur x -Achse definiert.

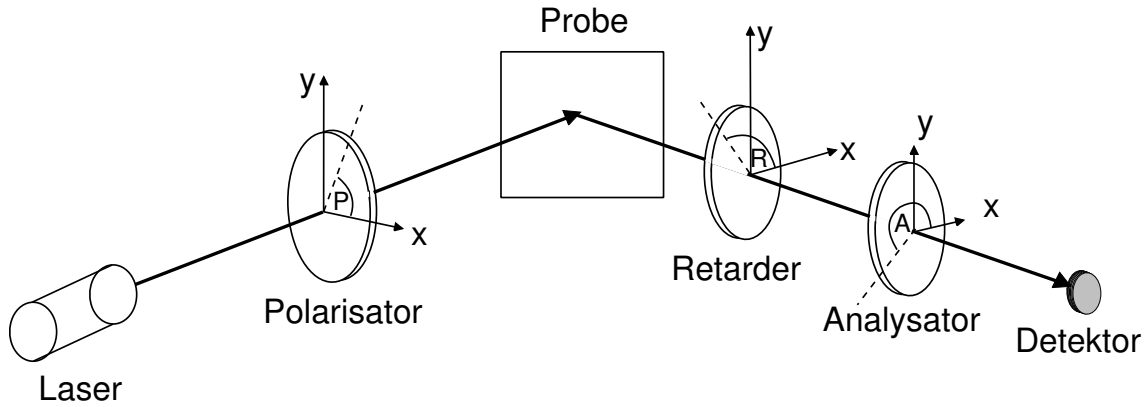


Abb. 5.1: Schematische Skizze einer Ellipsometer Anordnung.

Weiterhin sei Homogenität und Isotropie der Probe angenommen. Diese Eigenschaften bewirken, dass Licht, das senkrecht (s-Polarisation) oder parallel (p-Polarisation) zur Einfallsebene polarisiert ist, nach Reflexion an der Probe die Polarisationsrichtung beibehält (Abb. 5.2).

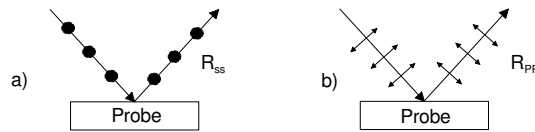


Abb. 5.2: Polarisations-eigenschaften der zu untersuchenden Probe. Licht das senkrecht bzw. parallel zur Einfallsebene polarisiert ist, wird durch Punkte bzw. Pfeile dargestellt. Die komplexen Reflexionskoeffizienten werden als R_{ss} und R_{pp} bezeichnet.

Die Polarisationszustandsänderung für solche Proben werden durch die Parameter

$$\tan(\Psi) = \frac{|R_{pp}|}{|R_{ss}|}, \quad (5.1)$$

und

$$\Delta = \frac{\Im(R_{pp})}{\Re(R_{pp})} - \frac{\Im(R_{ss})}{\Re(R_{ss})} \quad (5.2)$$

beschrieben. Hierbei bezeichnen R_{pp} und R_{ss} die komplexen Reflexionskoeffizienten von p- bzw. s-polarisiertem Licht.

In der photometrischen Ellipsometrie wird die am Detektor gemessene Intensität als eine Funktion einer oder mehrerer Azimutwinkel P , R und A genutzt, um die Parameter $\tan(\Psi)$ und Δ der Probe zu ermitteln. Für die in Abb. 5.1 gezeigten Ellipsometer Anordnung hängt die am Detektor theoretisch gemessene Intensität I_D von den Azimutheinstellungen P , R und A nach [14] folgendermaßen ab:

$$I_D = G|R_{ss}|^2 \tan(\Psi) e^{i\Delta} \cos(P) [\cos(R)\cos(A-R) - T_R \cdot e^{i\delta_R} \sin(R)\sin(A-R)] \\ + \sin(P) [\sin(R)\cos(A-R) + T_R \cdot e^{i\delta_R} \cos(R)\sin(A-R)]^2 \quad (5.3)$$

Hierbei bezeichnen die Größen δ_R und T_R die Retardierung bzw. das Verhältnis der transmittierten Amplituden zwischen s und p polarisiertem Licht für einen Kompensator. G ist eine Konstante, die von der Intensität des einfallenden Strahles, der Detektorempfindlichkeit, und vom Transmissionsverhalten der polarisationsoptischen Komponenten eines Ellipsometersystems abhängt.

In der nun folgenden Betrachtung wird angenommen, dass in Abb. 5.1 die Azimutheinstellungen P und A fest sind. Lediglich die Azimutheinstellung R ist variabel. Für eine solche Anordnung, die auch als *Rotating Compensator Fixed Analyzer* (RCFA)-Anordnung bezeichnet wird, ist aus (5.3) ersichtlich, dass die am Detektor gemessene Intensität von den vier Größen

- R
- $G|R_{ss}|^2$
- $\tan(\Psi)$
- Δ

abhängt. Aus der eben gezeigten Abhängigkeit folgt, dass Intensitätsmessungen unter drei unabhängigen Azimutheinstellungen R des Retarders ausreichen, um die Größen $G|R_{ss}|^2$, $\tan(\Psi)$ und Δ zu bestimmen. Werden Intensitätswerte I_{D1} , I_{D2} und I_{D3} , die unter den Azimutheinstellungen R_1 , R_2 und R_3 am Detektor gemessen wurden, in (5.3) eingesetzt, so erhält man drei Gleichungen mit den drei Unbekannten $G|R_{ss}|^2$, $\tan(\Psi)$ und Δ . Durch Lösung des Gleichungssystems erhält man dann die gesuchten Probeneigenschaften $\tan(\Psi)$ und Δ . Weitere Intensitätsmessungen unter den Azimutheinstellungen R_4 , R_5 , ... können zur Bestimmung der Probeneigenschaften hinzugezogen werden, um mögliche Messfehler zu minimieren.

Eine weitere Methode die Parameter $\tan(\Psi)$ und Δ in einer rotierenden Kompensatoranordnung zu erhalten besteht darin, eine Messreihe $I_D(R)$ zu bestimmen und diese durch Variation der Parameter $G|R_{ss}|^2$, $\tan(\Psi)$ und Δ bestmöglich an (5.3) zu approximieren.

Neben der beschriebenen rotierenden Kompensatoranordnung gibt es die Möglichkeit anstelle der Azimutheinstellung R die Phasendifferenz δ_R des Retarders zu variieren, um Intensitätswerte zu gewinnen, aus denen wiederum die Probeneigenschaften bestimmt werden können. Eine solche Anordnung wird als *polarisationsmoduliertes Ellipsometer* bezeichnet [15]. Ähnlich wie in der rotierenden Kompensatoranordnung reichen drei verschiedene Intensitätsmesswerte I_D aus, die unter drei unabhängigen Retardierungseinstellungen δ_R gemessen wurden, um die Parameter $\tan(\Psi)$ und Δ zu berechnen.

5.2 Mikrooptische photometrische Ellipsometer

5.2.1 RCFA-Anordnungen

Beispiele für Miniaturisierungskonzepte sind in den Abbildungen 5.3-5.4 dargestellt. In Abb. 5.3 ist gezeigt, wie mit Hilfe von $\lambda/4$ -Phasenverzögerungsplatten, deren Azimutheinstellungen mit dem Ort variieren, der Polarisationszustand vermessen werden kann. Die Polarisation eines Lichtstrahls, der auf das Retarderarray einfällt, wird hierbei durch die verschiedenen Azimutheinstellungen der Kompensatoren räumlich moduliert. Der Vorteil einer solchen Anordnung liegt darin, dass Detektionsvorgänge unter verschiedenen Azimutheinstellungen R parallel durchgeführt und bewegte Bauteile vermieden werden können. In Abb. 5.4 ist ein zweites Miniaturisierungskonzept einer rotieren-

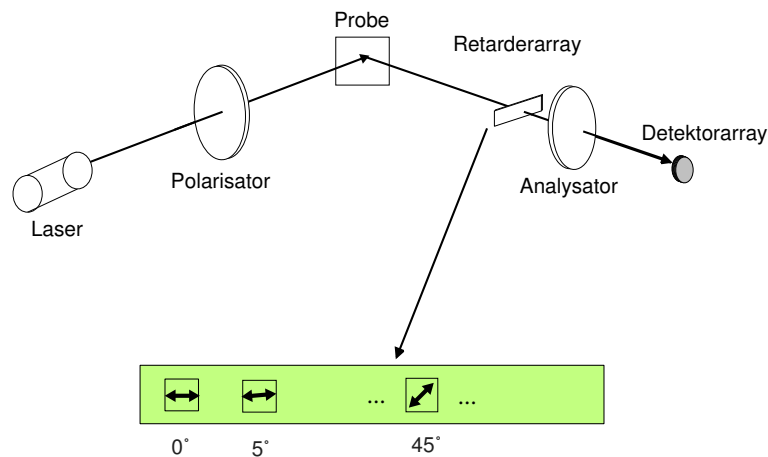


Abb. 5.3: Mikrooptische Ellipsometeranordnung.

den Kompensatoranordnung dargestellt. Hierbei wird die zu untersuchende Probe mit

weißem Licht beleuchtet. Das reflektierte Licht wird anschließend zu einem Mikroretarderarray umgeleitet, das in Kombination mit einem Analysator und einem Detektorarray den Polarisationszustand analysiert. Hierbei wird die zu untersuchende Probe mit unterschiedlichen Wellenlängen beleuchtet. Dadurch ist es möglich eine wellenlängenabhängige Bestimmung der Probenparameter $\tan(\Psi)$ und Δ durchzuführen. Das Mikroretarderarray ist so strukturiert, dass in y-Richtung die wellenlängenabhängige Polarisationsanalyse vollzogen werden kann.

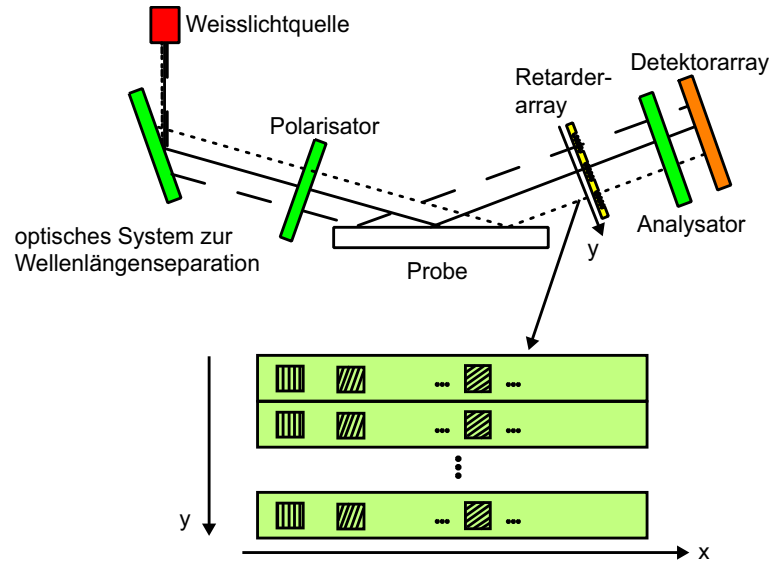


Abb. 5.4: Mikrooptische Ellipsometeranordnung.

5.2.2 Polarisationsmodulierte Anordnung

Bis hierhin wurden mikrooptische Ellipsometeranordnungen diskutiert, in denen diffraktive $\lambda/4$ -Phasenverzögerungsplatten eingesetzt werden, deren Azimutheinstellungen mit dem Ort variieren. Wie in Abschnitt 5.1 bereits erwähnt, kann anstelle der Azimutheinstellung R der Retarder die Phasendifferenz δ_R variiert werden, um Datenwerte zur Bestimmung der Probeneigenschaften zu gewinnen. In Abb. 5.5 ist ein Ellipsometersystem dargestellt, das mit Phasenverzögerungsplatten betrieben wird, die unterschiedliche Phasenverzögerungen δ_R aufweisen. Die Phasenverzögerung der einzelnen Retarder variiert hierbei von 0° bis 180° . Die unterschiedlichen Phasenverzögerungen der diffraktiven Retarder können durch Veränderung des Tastverhältnisses erreicht werden, wie es in Abschnitt 3.1 beschrieben wurde.

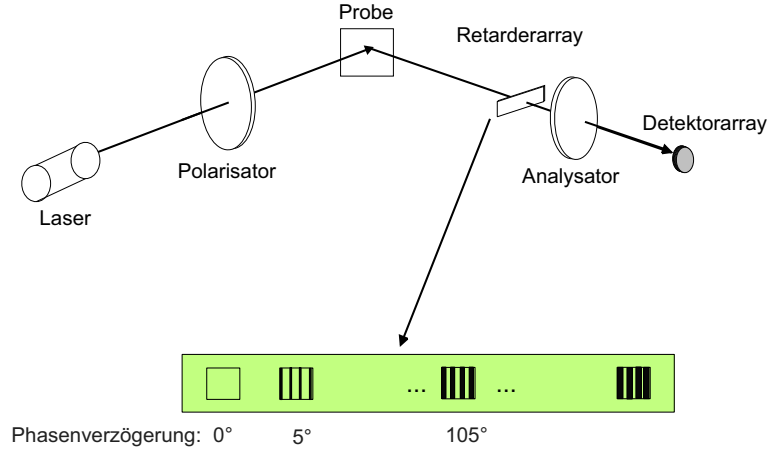


Abb. 5.5: Mikrooptische Ellipsometeranordnung.

5.3 Designdaten für diffraktive $\lambda/4$ Phasenverzögerungsplatten

Die im vorherigen Abschnitt 5.2 vorgestellten mikrooptischen Ellipsometeranordnungen sollen mit einer Laserdiode betrieben werden, die Licht einer Wellenlänge von 685 nm emittiert. Wird Quarzglas als Substrat gewählt, so darf die Gitterperiode nach (3.1) höchstens 470 nm betragen, um höhere Beugungsordnungen als die 0. Beugungsordnung zu vermeiden. Um Schwierigkeiten bei der Herstellung von diffraktiven $\lambda/4$ Phasenverzögerungsplatten zu vermeiden, werden die Zero-Order Gitter in einem hochbrechenden Material strukturiert. Eine dünne Schicht aus Si_3N_4 , die auf einem Quarzglassubstrat aufgedampft wird, ist für eine Strukturierung von $\lambda/4$ Retarderelementen besonders geeignet, da dieses Material einen Brechungsindex von 2.0164 für eine Wellenlänge von 685 nm aufweist. Eine in Si_3N_4 strukturierte Gitterstruktur ist in Abb. 5.6 dargestellt. Die Größen Λ , d und h bezeichnen die Gitterperiode, die Stegbreite bzw. die Gitterhöhe des zu untersuchenden Gitters. Die Brechungsindizes des Substrats, des Gittermaterials und der Luft werden als n_1 , n_{mod} und n_2 bezeichnet. Für die Betriebswellenlänge von 685 nm betragen die Brechungsindizes $n_1 = 1.4556$, $n_{mod} = 2.0164$ und $n_2 = 1$. Für die rotierende Kompensatoranordnung wurden zwei Entwürfe zur Realisierung von diffraktiven $\lambda/4$ Phasenverzögerungsplatten erstellt, die in Tabelle 5.1 dargestellt sind. Die Größe a bezeichnet hierbei das Aspectverhältnis der Gitter, das bereits in (4.3) definiert wurde.

Die Phasenverzögerungsplatte vom Design Typ A besitzt eine kleinere Periode als die Gitterstruktur vom Design Typ B. Durch die Wahl der kleineren Gitterperiode ist dieses Element somit auch für kürzere Wellenlängen als Phasenverzögerungsplatte geeignet. Dadurch ist es möglich wellenlängenabhängig die Probenparameter $\tan(\Psi)$ und Δ zu

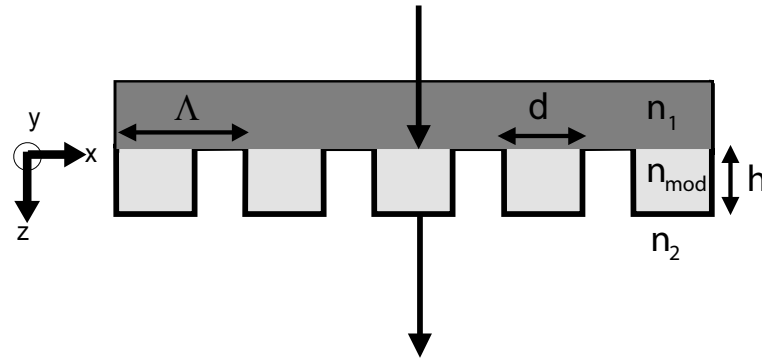


Abb. 5.6: Beugung an einem Zero-Order Gitter.

bestimmen. Da alle Substrate bereits mit einer 530 nm dicken Si_3N_4 Schicht bedampft waren, unterscheiden sich die Gitterparameter des Design Typs A und B lediglich in der Gitterperiode sowie in der Stegbreite.

Design Typ	Λ [nm]	h [nm]	d [nm]	a
A	280	528	116	4.6
B	430	528	180	2.9

Tabelle 5.1: Designdaten für diffraktive $\lambda/4$ Phasenverzögerungsplatten

5.4 Anordnung von Mikroretardern in optischen Ellipsometersystemen

In Abschnitt 5.2 wurden mikrooptische Ellipsometersysteme vorgestellt, die mit diffraktiven Retarderstrukturen betrieben werden. Die gezeigten ellipsometrischen Anordnungen setzen sich im allgemeinen aus zwei Teilen zusammen, die in Abb. 5.7 dargestellt sind. Mit einer Lichtquelle und einem Polarisator wird zunächst die zu untersuchende Probe beleuchtet. Um eine homogene Beleuchtung der Mikroretarder zu gewährleisten, erfolgt die Beleuchtung der Probe mit einem kollimiertem Strahl. Da das Design einer Aufweitungsoptik mit geometrisch optischen Rechenmethoden einfach zu bewerkstelligen ist, wird der Entwurf des Teil I in dieser Arbeit nicht behandelt.

Im Detail werden Anordnungen von optischen Komponenten im Teil II diskutiert. Hierzu wird zunächst eine Einführung in die Geometrie von endlichen Gitterstrukturen gegeben und Beispielrechnungen durchgeführt. Anschließend werden zwei Variationen des Teils II, das auch als Polarimeter bezeichnet wird, vorgestellt. In der ersten Polarimeter Anordnung wird ein optisches System vorgestellt, dass sich durch seine kompakte Bauweise auszeichnet. Hierzu werden die Mikroretarder sowie ein Polarisator auf einem einzigen Substrat integriert (siehe Abb. 5.8), um den Justieraufwand sowie die

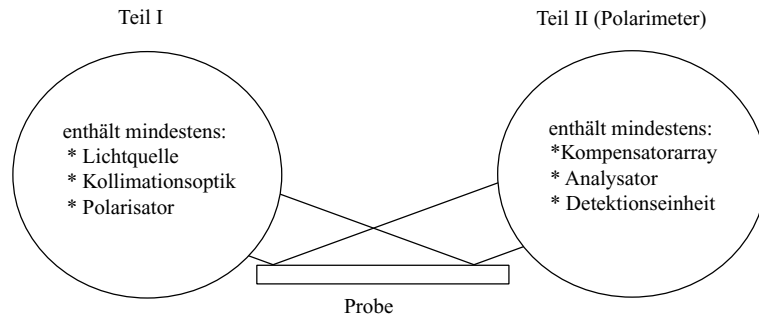


Abb. 5.7: Blackbox Modell eines Ellipsometers mit diffraktivem Retarderarray.

Platzanforderungen des Polarimetersystems zu minimieren.

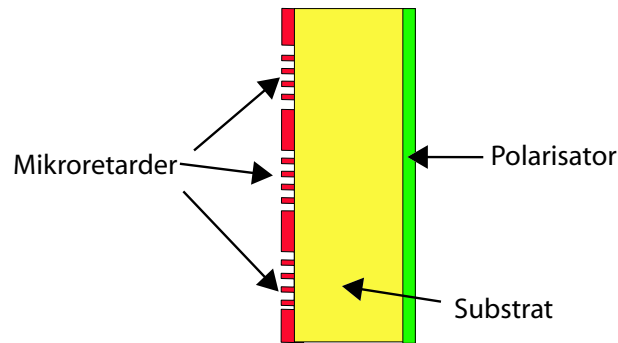


Abb. 5.8: Integriertes RCFA Element.

Da die Herstellung von diffraktiven Retarderarrays aufwendig ist und sich noch nicht etabliert hat, ist zu erwarten, dass einige Elemente im Mikroretarderarray herstellungsbedingte Fehler aufweisen. Fehler im Tastverhältnis z. B. können die Phasenverzögerung des Retarders verfälschen. Es ist daher sinnvoll hergestellte Retarderarrays in einem speziellen Polarimeteraufbau zu testen, bevor die Herstellung eines integrierten Retarderarrays (Abb. 5.8) in Betracht gezogen wird. Zu diesem Zweck wird eine Polarimeteranordnung vorgestellt, in der ein Linsensystem das vom Retarderarray transmittierte Licht auf einen CCD- bzw. CMOS-Sensor Chip abbildet.

Werden die Retarderarrays auf Abmessungen von $10\ \mu\text{m}$ reduziert, treten Depolarisationseffekte auf, die unter anderem von der Periode eines Zero-Order Gitters abhängen. Diese Effekte werden in den folgenden Abschnitten eingehend untersucht.

5.4.1 Transmittiertes Feld eines endlichen Zero-Order Gitters

In Abb. 5.9 ist die Beugung an einem Array von endlichen Gittern dargestellt. Die periodische Anordnung der Gitter ist notwendig, da das rigorose Berechnungsverfahren RCWA, das periodische Randbedingungen voraussetzt, zur Berechnung der optischen

Antwort eingesetzt wurde. Der Abstand zwischen benachbarten endlichen Gittern beträgt g .¹ Die Gitterstrukturen sind, wie bereits im vorherigem Abschnitt erwähnt, in einer Siliziumnitridschicht (Si_3N_4) strukturiert. Die Gitter sind binär und besitzen eine Periode Λ , eine Gitterhöhe h sowie eine Stegbreite d . Die Gitterstrukturen werden mit einer senkrecht einfallenden ebenen Welle beleuchtet, deren Vakuumwellenlänge 685 nm beträgt. Bei dieser Betriebswellenlänge beträgt der Brechungsindex für das Quarzglas $n_1 = 1.4556$, für die Siliziumnitridschicht $n_{\text{mod}} = 2.0164$ und für Luft $n_2 = 1$.

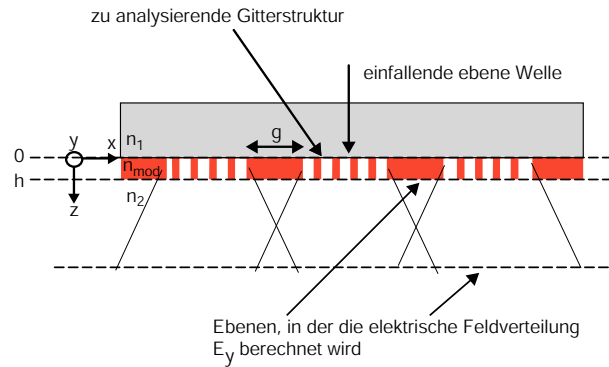


Abb. 5.9: Geometrie zur Berechnung eines endlichen Gitters

In der nun folgenden Berechnung wird angenommen, dass ein Gitter mit 71 Gitterlinien vom Design Typ A (siehe Tabelle 5.1) mit einer TE polarisierten ebenen Welle beleuchtet wird. Dies bedeutet, dass der elektrische Feldvektor senkrecht zu den Gitterlinien steht und damit in y-Richtung, also auch senkrecht zur Zeichenebene zeigt. Der Abstand g zwischen zwei benachbarten Gittern beträgt $20 \mu\text{m}$. Die Länge des endlichen Gitters bewegt sich aufgrund der gewählten Linienzahl in derselben Größenordnung ($71 \times 280\text{nm} = 19.88 \mu\text{m}$). Der Betrag und die Phase des elektrischen Feldes $E_y(x)$, das im Abstand $z=0$ vom Gitter transmittiert wird, sind in den Abbildungen 5.10 und 5.11 dargestellt. Zur Verdeutlichung der örtlichen Feldverteilung ist in den Abbildungen 5.10-5.11 das Profil der endlichen Gitterstruktur in den Graphen hinzugefügt worden. Zur Berechnung der Feldverteilungen wurde (2.16) verwendet, wobei $z = h$ gesetzt wurde. Es wurde über alle Beugungsordnungen einschließlich der evaneszenten Ordnungen summiert. Sobald das Feld in einem hinreichenden Abstand z vom Gitter wegpropagiert, geht die Information die in den evaneszenten Beugungsordnungen enthalten ist, verloren. Werden die evaneszenten Beugungsordnungen des Nahfeldes $E_y(x)$ gefiltert, so ergibt sich die in den Abbildungen 5.12 und 5.13 dargestellte Amplituden- und Phasenverteilung des elektrischen Feldes $E_y(x)$.

¹Hierbei wird angenommen, dass benachbarte Gitterstrukturen keine Auswirkungen auf das transmittierte Feld zeigen. Diese Annahme ist gerechtfertigt solange der Abstand g zweier benachbarter Gitter hinreichend groß ist (siehe auch Kapitel 2 oder [18]).

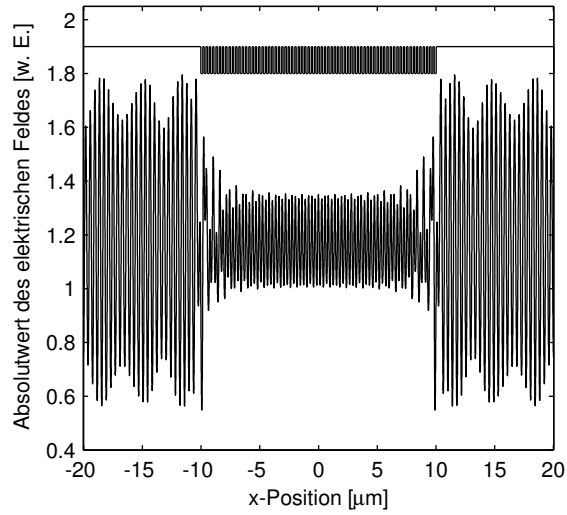


Abb. 5.10: Betrag der elektrischen Feldverteilung E_y als Funktion des Ortes x .

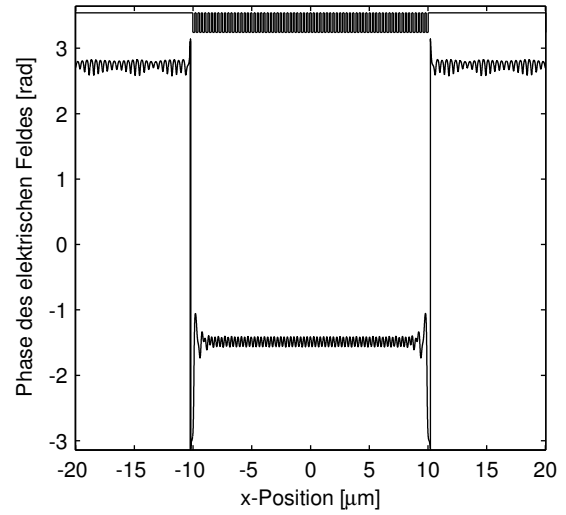


Abb. 5.11: Phase der elektrischen Feldverteilung E_y als Funktion des Ortes x .

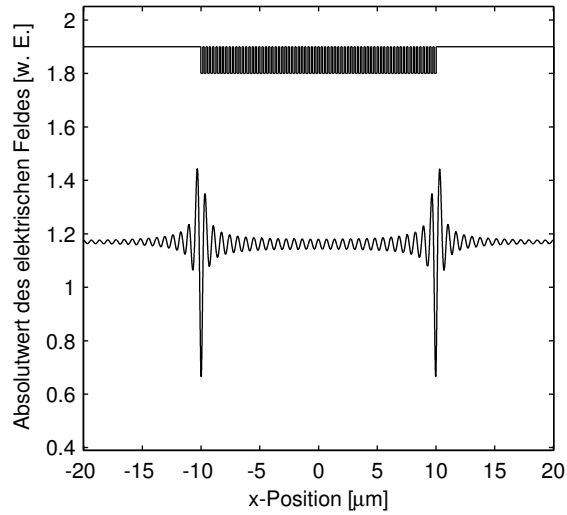


Abb. 5.12: Betrag des gefilterten elektrischen Feldes E_y als Funktion des Ortes x

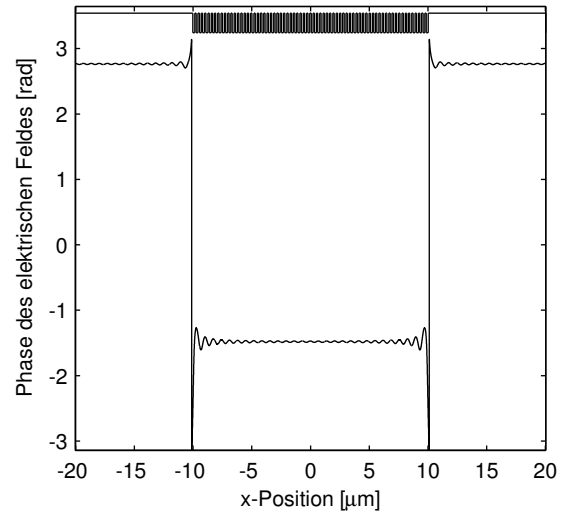


Abb. 5.13: Phase des gefilterten elektrischen Feldes E_y als Funktion des Ortes x

5.4.2 Kompakte RCFA-Anordnung

Da zwischen Mikroretarder und Detektor ein Analysator eingesetzt werden muss, ist die optische Antwort im Abstand $z \approx 500\mu m$ von großer Bedeutung. Dichroitische Polarisatoren wie z. B. PolarcorTM sind auf einem Substrat aufgebracht, das typischerweise eine Dicke von etwa $500\mu m$ besitzt. Würde man das Retarderarray direkt auf das Substrat aufbringen, so wäre es möglich ein kompaktes Element auf die CCD Chips zu integrieren (Abb. 5.14).

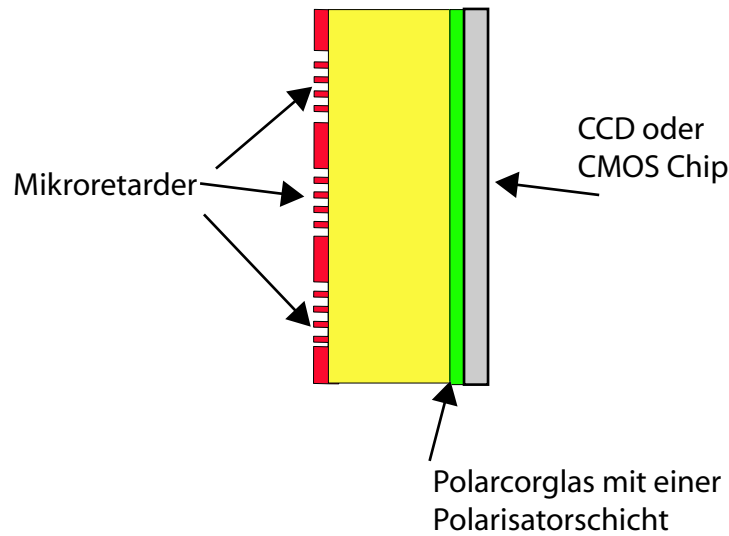


Abb. 5.14: Kombination eines Mikroretarderarrays mit einem Glaspolarisator.

Um die Auswirkung des Substrats auf das Transmissionsverhalten eines Mikroretarders zu betrachten, wurden mehrere Simulationen durchgeführt. Ähnlich wie in Abb. 5.9 dargestellt, wurde in der folgenden Berechnung das von einem Mikroretarder transmittierte Feld berechnet. Hierbei wurde jedoch angenommen, dass der senkrechte Einfall der ebenen Welle in Luft erfolgt ($n_1 = 1$ und $n_2 = 1.4556$). Das transmittierte Feld eines Design Typ A Gitters mit 71 Gitterlinien in den Abständen $z = 30\mu m$ und $z = 125\mu m$ vom Gitter sind in den Abbildungen 5.15 und 5.16 dargestellt.

Aus den Abbildungen 5.15-5.16 ist zu entnehmen, dass sich die berechneten Betragsquadrate $|E_y(x, z)|^2$ des elektrischen Feldes (siehe Abb. 5.12) deutlich voneinander unterscheiden. So ist zu erkennen, dass sich die Homogenität des elektrischen Feldes innerhalb des x-Bereiches von etwa $-10\mu m \dots 10\mu m$ mit zunehmendem Abstand z verringert. Ähnliche Aussagen können auch für die Phase des elektrischen Feldes getroffen werden.

Für die folgenden Überlegungen wird nun die sog. *optische Antwort* eines Mikroretarders diskutiert. Hierzu wird das in Abb. 5.17 gezeigte Schema näher erläutert. Licht, das sich im Polarisationszustand Ψ und Δ befindet, fällt zunächst auf einen Mikroretarder ein. Das vom diffraktiven Mikroretarder transmittierte Licht durchläuft anschließend einen Analysator und trifft auf einen CCD- oder CMOS-Sensor Chip. Der Einfachheit

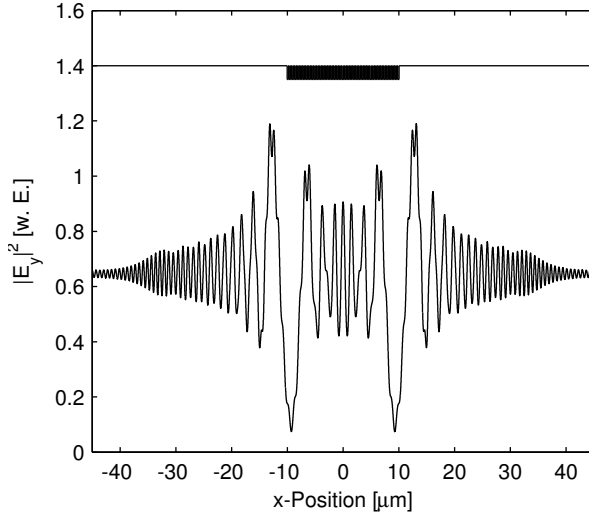


Abb. 5.15: Betragsquadrat des elektrischen Feldes einer Propagation von $30 \mu\text{m}$ als Funktion des Ortes x .

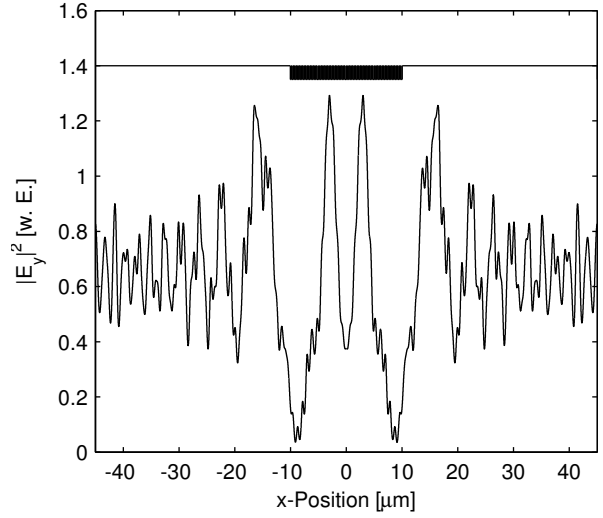


Abb. 5.16: Betragsquadrat des elektrischen Feldes nach einer Propagation von $125 \mu\text{m}$ als Funktion des Ortes x .

halber wird angenommen, dass die Seiten der CCD bzw. CMOS-Sensor Pixel immer parallel bzw. senkrecht zu den Gitterlinien stehen und quadratische Abmessungen mit einer Seitenlänge D aufweisen. Licht, das auf das zentrale CCD-Pixel (Abb. 5.17) trifft, hat eine mittlere Intensität von

$$I_{Det}^{end}(R) \propto \frac{\int_{-D/2}^{D/2} \int_{-D/2}^{D/2} |E_x(x', y', R)|^2 + |E_y(x', y', R)|^2 dx' dy'}{D^2}. \quad (5.4)$$

Hierbei bezeichnen $E_x(x', y', R)$ und $E_y(x', y', R)$ das vom Mikroretarder und Analysator transmittierte elektrische Feld.² Zusätzlich sei angenommen, dass die z -Komponenten des elektrischen Feldes klein sind und keinen nennenswerten Beitrag zur mittleren Intensität leisten. Die Größe I_{Det}^{end} wird für die folgenden Betrachtungen als *optische Antwort* bezeichnet. Sie hängt vom Polarisationszustand der einfallenden ebenen Welle sowie von den Azimutheinstellungen des Mikroretarders und des Analysators ab.

Die Auswirkungen der in Abb. 5.16 illustrierten Beugungseffekte auf die optische Antwort der Mikroretarder ist in Abb. 5.18 dargestellt. Im Abstand $z = 125 \mu\text{m}$ ist die optische Antwort als Funktion der Azimutheinstellung R eines Design Typ A Gitters mit 71 Gitterlinien dargestellt. Hierbei wurde angenommen, dass das Gitter mit Licht des Polarisationszustandes $\Psi = 30^\circ$ und $\Delta = 30^\circ$ beleuchtet wird. Bei der Berechnung der optischen Antwort wurde angenommen, dass die Kantenlänge der Detektoren eine Kantenlänge D von $6.5 \mu\text{m}$ besitzen, was der typischen Größe eines CCD-Pixels ent-

²Die elektrischen Felder $E_x(x', y', R)$ und $E_y(x', y', R)$ werden mit Hilfe eines Jones Matrix Formalismus und mit einer rigorosen Beugungstheorie berechnet (siehe Anhang B).

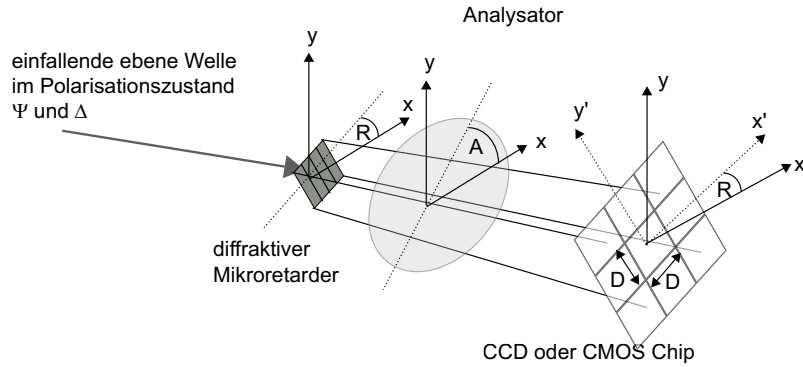


Abb. 5.17: Graphische Darstellung zur Berechnung der optischen Antwort.

spricht. Zum Vergleich ist die optische Antwort eines unendlich ausgedehnten Gitters in den Graphen hinzugefügt worden. Vergleicht man beide optische Antworten miteinander, so sind deutliche Abweichungen zu erkennen.

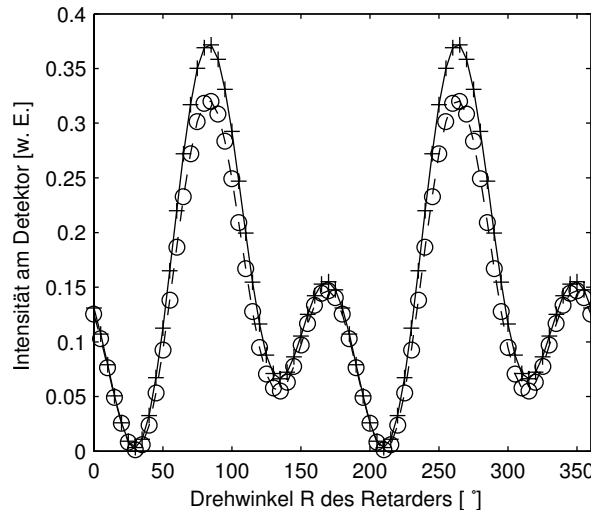


Abb. 5.18: Optische Antwort als Funktion der Azimutheinstellung von diffraktiven Retarderstrukturen. Die gestrichelte Kurve mit Punkten stellt die optische Antwort eines unendlich ausgedehnten Gitters dar, während die durchgezogene Kurve mit Kreuzen die optische Antwort eines endlichen Gitters darstellt. Die Berechnung erfolgte in einem Abstand $z = 125\mu\text{m}$ vom Gitter.

Die Abweichungen lassen sich durch ein einfaches Modell erklären. Die Beugung an einem Mikroretarder lässt sich wie in Abb. 5.19 gezeigt, in zwei Beugungsprobleme zerlegen. Diese Probleme lassen sich als Beugung am Spalt bzw. an einer Obskürität interpretieren. Im ersten Beugungsproblem bildet der Mikroretarder den Spalt, im zweiten wird Licht an einer Obskürität gebeugt, die von Si_3N_4 umgeben ist. Durch die Überlagerung beider Beugungsmuster kommt es hier zu einem Übersprechen beider

Signale.

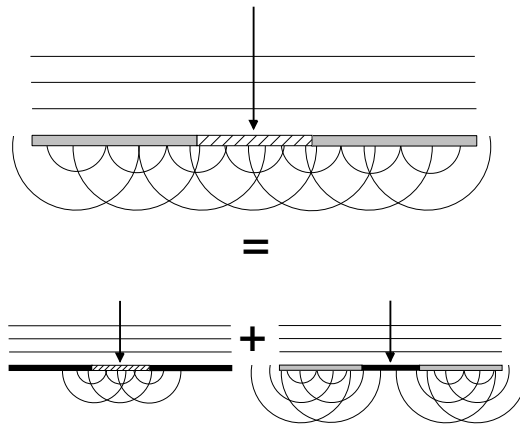


Abb. 5.19: Illustration zu Depolarisationseffekten.

Durch die Wahl von kleinen Substratdicken ist es möglich Beugungseffekte zu minimieren. Glaspolarisatoren mit einer Dicke von $30\mu\text{m}$ sind bereits erhältlich und sind daher für einen kombinierten Einsatz mit Mikroretardern prädestiniert. Setzt man als Substratdicke $30\mu\text{m}$ an, so ergibt sich die in Abb. 5.20 gezeigte optische Antwort. Da die Parameter des Polarisationszustandes und des Gittertyps mit den Parametern aus der Berechnung von Abb. 5.18 übereinstimmen, sind beide Abbildungen vergleichbar. Aus der Abb. 5.20 ist zu entnehmen, dass die gewünschte optische Antwort eines Mikroretarders kaum von der optischen Antwort eines unendlichen Gitters abweicht. Eine

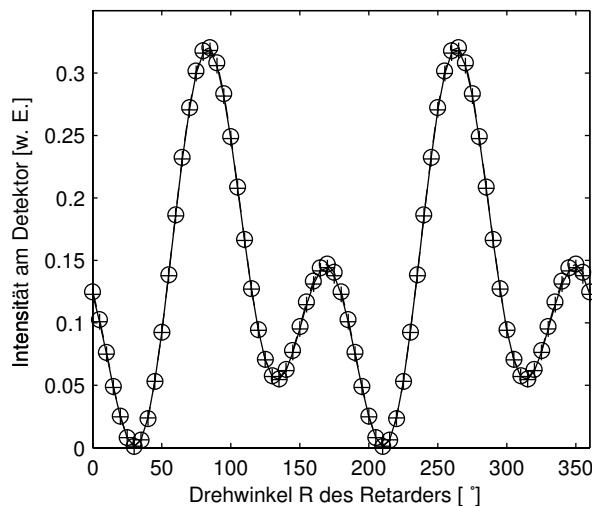


Abb. 5.20: Wie Abb. 5.18, jedoch für $z = 30\mu\text{m}$.

weitere Möglichkeit die eben genannten Beugungseffekte zu minimieren ist die Wahl größerer Abmessungen. Sind die Abmessungen eines Mikroretarders hinreichend groß,

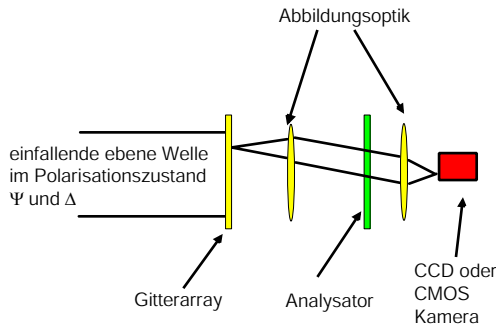


Abb. 5.21: Abbildungsoptik zur Kompensation der Beugungseffekte.

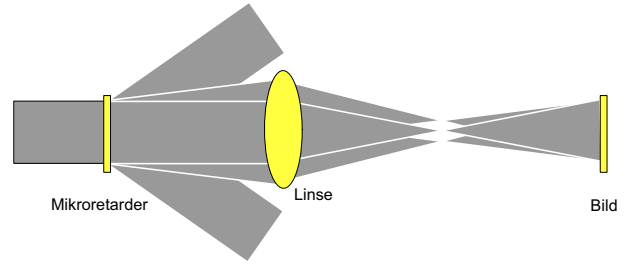


Abb. 5.22: Abbildungsoptik als Frequenzfilter.

so verkleinern sich die Beugungswinkel und damit die Auswirkungen der Beugungseffekte.

Metallische Gitterstrukturen (siehe Abschnitt 3.6) als Polarisatoren wären im Prinzip immun gegen solche Propagationseffekte, da diese im Prinzip direkt auf die Detektoren aufgebracht werden könnten. Da mittlerweile schon Erfolge in der Leistungssteigerung von Drahtgitterpolarisatoren im sichtbaren Bereich zu verzeichnen sind, werden solche Strukturen zunehmend für die Polarimetrie interessant.

5.4.3 RCFA Anordnung mit Abbildungsoptik

Setzt man eine *Abbildungsoptik* ein, so ist es theoretisch möglich, das von einem Mikroretarder transmittierte Feld direkt auf einen CCD oder CMOS-Sensor Chip abzubilden (siehe Abb. 5.21). Da die Apertur des Linsensystems einem Raumfrequenzfilter entspricht, werden hochfrequente Anteile eines von einem Mikroretarder transmittierten Feldes herausgefiltert [13], was in Abb. 5.22 verdeutlicht wird.

Wird das in den Abbildungen 5.12 und 5.13 gezeigte komplexe elektrische Feld von Beugungswinkeln größer als 12.5° gefiltert, so ergibt sich in der Bildebene die in den Abbildungen 5.23 und 5.24 gezeigte komplexe elektrische Feldverteilung. Berechnungen zur optischen Antwort dieser Gitterstrukturen werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

5.4.4 Weitere Einflüsse der Miniaturisierung auf das Transmissionsverhalten von endlichen Gittern

Zunächst wurde die optische Antwort einer Retarderstruktur des Design Typs A untersucht. Hierbei wurde angenommen, dass das endliche Gitter 36 Gitterlinien besitzt. Das endliche Gitter besitzt damit eine Ausdehnung von etwa $10\mu m$. Hierbei wird angenommen, dass das optische System Beugungswinkel größer als 12.5° herausfiltert. Die opti-

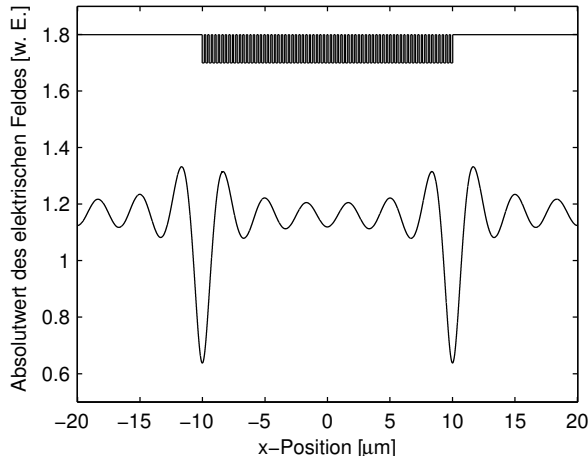


Abb. 5.23: Betrag des gefilterten elektrischen Feldes E_y als Funktion des Ortes x

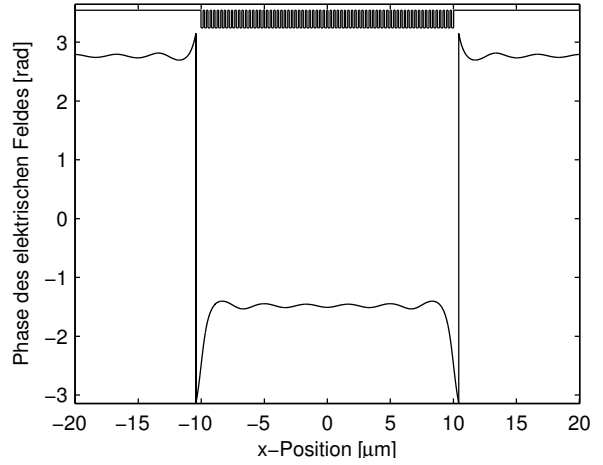


Abb. 5.24: Phase des gefilterten elektrischen Feldes E_y als Funktion des Ortes x

Design Typ	Anzahl Perioden	Ausdehnung [μm]	rel. Abweichung [%]
A	36	10.08	0.7
B	23	9.89	2.7
A	71	19.88	0.1
B	46	19.78	0.6

Tabelle 5.2: Auswirkung der Miniaturisierung auf die optische Antwort von Mikroretardern für den Retarderwinkel $R = 95^\circ$

sche Antwort für den zu analysierenden Polarisationszustand $\Psi = 30^\circ$ und $\Delta = 30^\circ$ ist in Abb. 5.25 dargestellt. Zum Vergleich ist hierzu die optische Antwort eines unendlich ausgedehnten Gitters im selben Graphen hinzugefügt worden. Die relative Abweichung der in Abb. 5.25 gezeigten Kurven zueinander ist in Abb. 5.26 dargestellt.

Zum Vergleich hierzu wurde die optische Antwort einer endlichen Retarderstruktur des Design Typs B berechnet. Hierbei wurde angenommen, dass das endliche Gitter sich aus 23 Gitterlinien zusammensetzt, d. h. das Gitter besitzt eine Ausdehnung von ungefähr $10\mu m$. Die optische Antwort für den Polarisationszustand $\Psi = 30^\circ$ und $\Delta = 30^\circ$ ist in Abb. 5.27 dargestellt. Zum Vergleich hierzu ist die optische Antwort eines unendlich ausgedehnten Gitters im selben Graphen hinzugefügt worden. Ähnlich wie in Abb. 5.26 ist die relative Abweichung der optischen Antwort eines endlichen zu einem unendlich ausgedehnten Gitter in Abb. 5.28 dargestellt.

Vergleicht man die optische Antwort eines $10\mu m$ ausgedehnten Gitters beider Design Typen miteinander, so ist ersichtlich, dass die optische Antwort eines diffraktiven Mikroretarders des Design Typs A näher an die gewünschte optische Antwort einer unendlich ausgedehnten Gitterstruktur herankommt. Werden die Abmessungen erhöht, verringert sich die relative Abweichung (siehe Tab. 5.2).

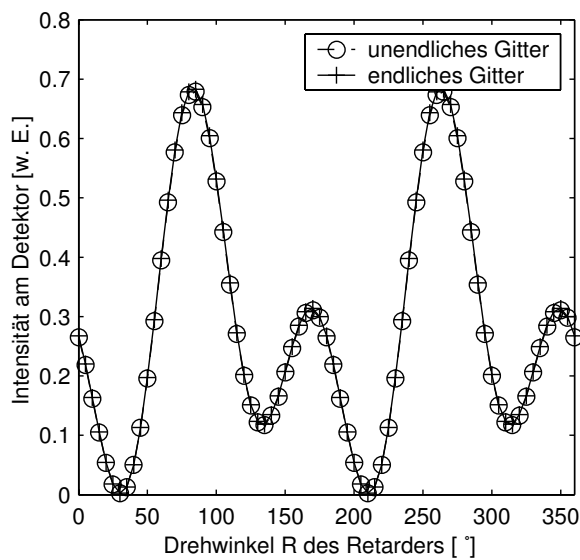


Abb. 5.25: Intensität als Funktion der Azimutheinstellung von diffraktiven Retarderstrukturen des Design Typs A.

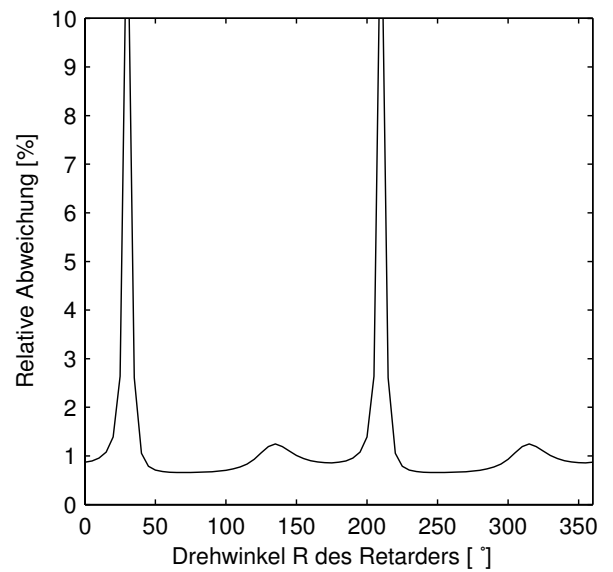


Abb. 5.26: Relative Abweichung der optischen Antwort eines Mikroretarders und eines unendlich ausgedehntem Gitter vom Design Typ A.

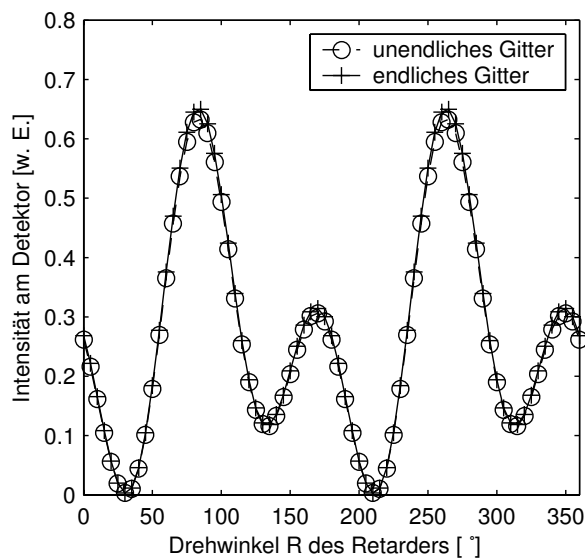


Abb. 5.27: Intensität als Funktion der Azimutheinstellung von diffraktiven Retarderstrukturen des Design Typs B.

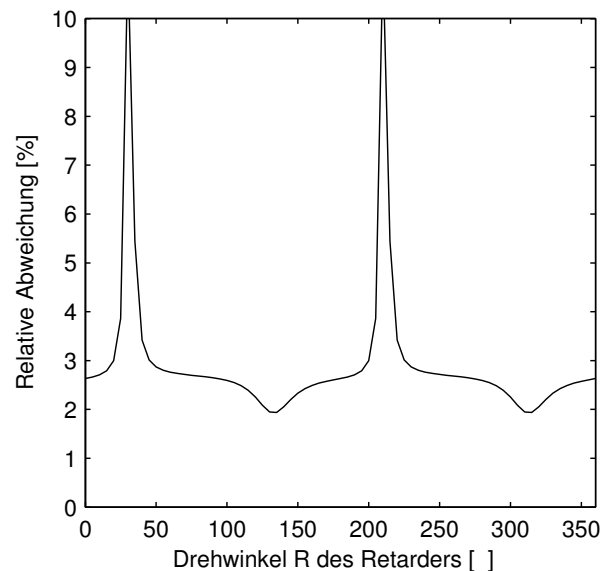


Abb. 5.28: Relative Abweichung der optischen Antwort eines Mikroretarders und eines unendlich ausgedehntem Gitter vom Design Typ B.

5.4.5 Betrachtungen in zwei Dimensionen

Neben der Berechnung von begrenzten eindimensionalen Gittern wurden Simulationen durchgeführt, die die Begrenzungen eines Gitters in zwei Dimensionen einbeziehen. Abb. 5.29 zeigt ein Gitter, dass in zwei Dimensionen begrenzt ist. Hierbei ist angenommen, dass das Gitter eine Gitterperiode, eine Gitterhöhe und eine Stegbreite von 300 nm, 563 nm bzw. 150 nm besitzt. Das in Abb. 5.29 dargestellte endliche Gitter,

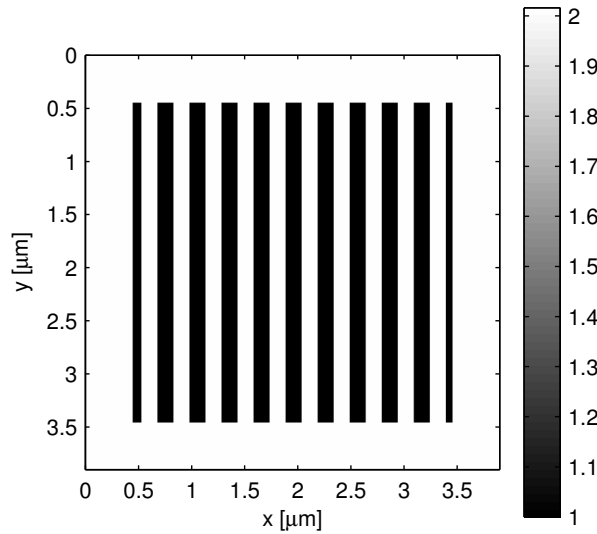


Abb. 5.29: Brechungsindexverteilung eines endlichen Gitters

dessen Abmessung $3 \mu\text{m} \times 3 \mu\text{m}$ beträgt, wird in der folgenden Simulation mit einer in x-Richtung linear polarisierten ebenen Welle beleuchtet. Die berechnete optische Antwort in der Ebene $z=h$ ist in den Abbildungen 5.30-5.33 dargestellt. Es ist zu erwähnen, dass in der Berechnung der Feldverteilung evaneszente Beugungsordnungen herausgefiltert wurden. Während die Abbildungen 5.30-5.31 die Phase des transmittierten Lichtes zeigen, ist in den Abbildungen 5.32-5.33 der Betrag des transmittierten Feldes dargestellt. Betrachtet man die x-Komponente des transmittierten Feldes, so ist zu erkennen, dass die Uniformität innerhalb des Gitters im Vergleich zu der Uniformität an der Begrenzung des Gitters höher ist. Dies gilt vor allem für den Betrag des elektrischen Feldes. Daher ist es wichtig, dass die Abmessungen der Gitter genügend groß gewählt werden, damit eine hohe Uniformität gewährleistet wird. Außerdem ist zu erkennen, dass das endliche Gitter in die y-Komponente des elektrischen Feldes transmittiert, obwohl das Gitter mit einer in x-Richtung polarisierten Welle beleuchtet wird. Das unerwünschte transmittierte Feld in y-Richtung ist aber im Gegensatz zur x-Komponente so schwach, dass es vernachlässigt werden kann.

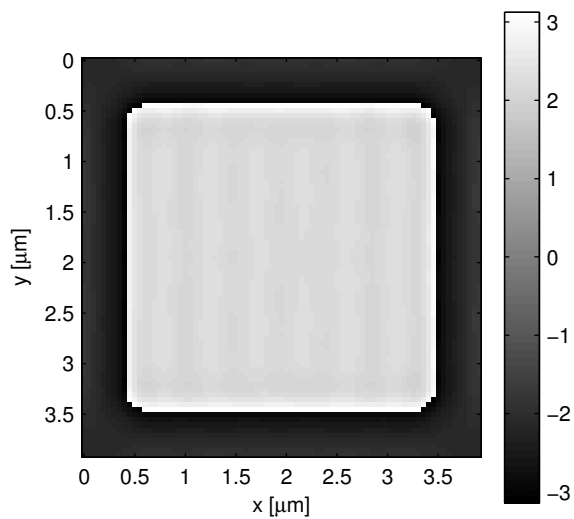


Abb. 5.30: Phasenverteilung der elektrischen Feldverteilung E_x als Funktion des Ortes x und y

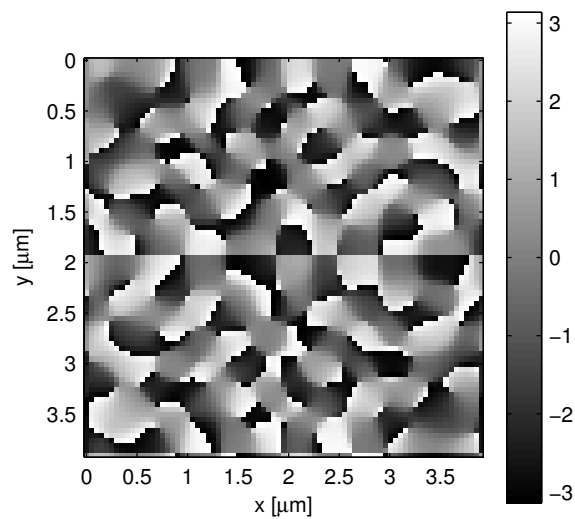


Abb. 5.31: Phasenverteilung der elektrischen Feldverteilung E_y als Funktion des Ortes x und y

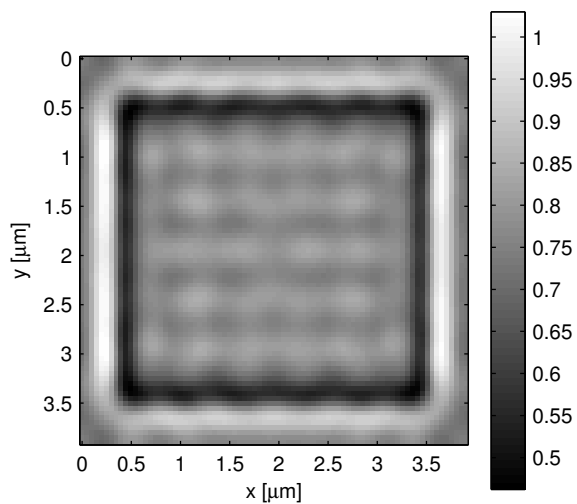


Abb. 5.32: Absolutwert der elektrischen Feldverteilung E_x als Funktion des Ortes x und y

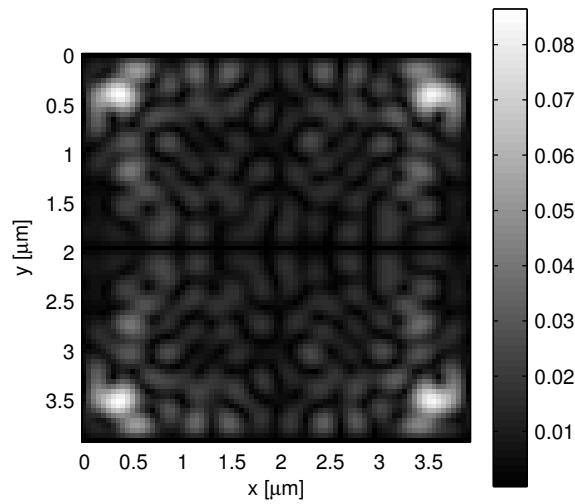


Abb. 5.33: Absolutwert der elektrischen Feldverteilung E_y als Funktion des Ortes x und y

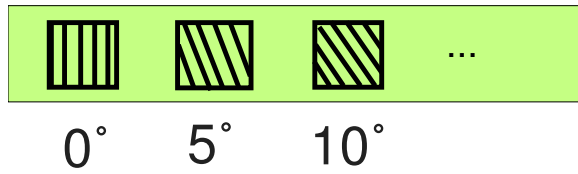


Abb. 5.34: Anordnungsschema α

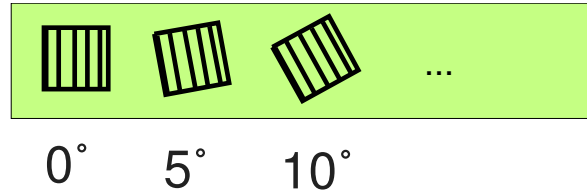


Abb. 5.35: Anordnungsschema β

5.5 Anordnung der diffraktiven $\lambda/4$ Mikroretarder in einem Array

Verschiedene Anordnungen der diffraktiven Mikroretarder sind möglich. Zwei Beispiele, die auch experimentell verwirklicht wurden, sind in den Abbildungen 5.34 und 5.35 dargestellt, und werden als Anordnungsschema α und β bezeichnet. Im Anordnungsschema β sind alle Mikroretarder im Array identisch, lediglich der Azimuth der diffraktiven Retarder variiert im Array. Im Anordnungsschema α dagegen variiert zusätzlich die Länge der Gitterlinien. Aus Kapitel 3 Abschnitt 3.1 ist bekannt, dass die Stege eines Zero-Order Gitters ähnlich wie Streifenwellenleiter funktionieren. Ein Retarder mit der Azimutheinstellung von $R \neq 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ im Retarder Anordnungsschema α enthält Streifenwellenleiter mit verschiedenen Abmessungen. Es ist daher anzunehmen, dass die Mikroretarder im Anordnungsschema α unterschiedliche Transmissionsverhalten aufzeigen. Vermutlich werden hauptsächlich die Ränder der Mikroretarder von diesem Effekt beeinflusst. An diesen Stellen können die Gitterlinien Abmessungen in der Größenordnung der Wellenlänge annehmen. Die zu messende Intensität sollte daher immer innerhalb eines zentralen Bereiches eines Mikroretarders erfasst werden, da hier die Gitterlinien hinreichend lang sind.

5.6 Toleranzrechnungen

Einfluss der Stegbreite

In Abb. 5.36 ist die Phasendifferenz zwischen TE und TM Polarisation als Funktion der Stegbreite d für eine Gitterstruktur des Design Typs A aufgetragen. Da die Gitterstruktur mit der in (4.4) gezeigten Minimierungsfunktion optimiert wurde, haben Fehler bis zu 5 % in der Stegbreite nur einen geringen Einfluss auf die optische Wirkung einer diffraktiven $\lambda/4$ - Phasenverzögerungsplatte. Ein Fehler in der Stegbreite von 10 nm verursacht lediglich eine Abweichung von höchstens 1° in der Phasenverzögerung.

Auswirkungen von gleichzeitig auftretenden Fehlern in der Stegbreite und der Gitterhöhe wurden ebenfalls untersucht. In Abb. 5.37 ist die Phasendifferenz zwischen TE und TM Polarisation einer Design Typ A Phasenverzögerungsplatte als Funktion der Steg-

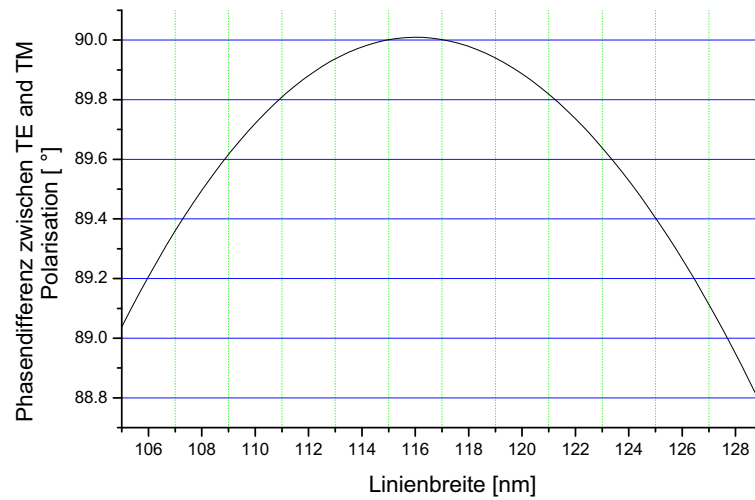


Abb. 5.36: *Phasendifferenz zwischen TE und TM Polarisation als Funktion der Stegbreite*

breite und der Gitterhöhe aufgetragen. Aus Abb. 5.37 ist ersichtlich das Abweichungen von 5 nm in der Stegbreite bzw. in der Gitterhöhe zu Phasenverzögerungsfehlern zu höchstens 2° führen.

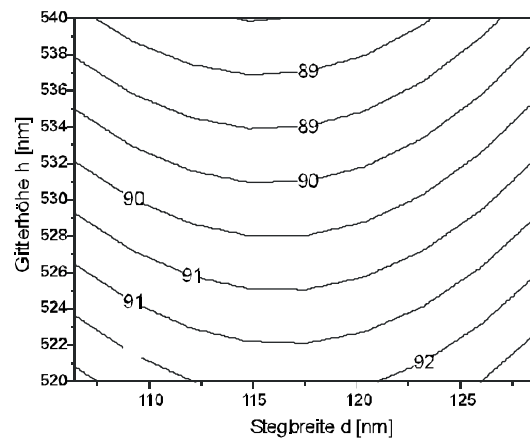


Abb. 5.37: *Phasendifferenz zwischen TE und TM Polarisation als Funktion der Stegbreite und der Gitterhöhe*

Einfluss des Gitterprofils

Es wurde an einem Beispiel untersucht, inwiefern sich Fehler im Gitterprofil auf die optische Wirkung von diffraktiven $\lambda/4$ Phasenverzögerungsplatten auswirken. In Abb. 5.38 ist das Profil eines nichtidealen Steges dargestellt. Die Abweichung der Phasendifferenz zwischen TE und TM Polarisation vom idealen Gitterprofil beträgt für das in Abb. 5.38 gezeigte Stegprofil lediglich 0.4%.

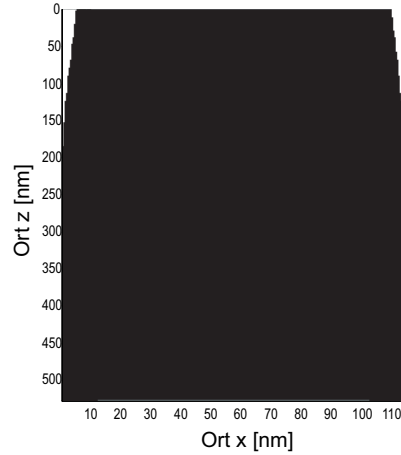


Abb. 5.38: Brechungsindexverteilung eines Gittersteges als Funktion des Ortes x und z .

Einfluss der Überätzung

Weiterhin wurde untersucht inwiefern sich Fehler in der Überätzung auf die Funktionsweise der Retarderstrukturen auswirken. Eine Überätzung führt dazu, dass zusätzlich in das Quarzglassubstrat geätzt wird (Abb. 5.39). Der Einfluss der Überätzung auf die Phasendifferenz ist in Abb. 5.40 dargestellt. Überätzungen bis zu 5 nm führen zu Fehlern in der Phasendifferenz kleiner als 1° .

5.7 Experimentelle Ergebnisse

Verschiedene Gitterstrukturen wurden hergestellt und vermessen. Ergebnisse dieser Messungen werden im folgenden diskutiert. Im ersten Abschnitt wird der Messaufbau zur Charakterisierung der diffraktiven Phasenverzögerungsplatten behandelt. Im zweiten und dritten Abschnitt werden die Messergebnisse von hergestellten Mikroretardern der Design Typen A und B vorgestellt. Eine detailliertere Abhandlung über experimentelle Messergebnisse ist in [65] zu finden. Dort ist auch die Herstellung der DOEs im Detail beschrieben.

5.7.1 Messaufbau

Eine Anordnung zur Messung der diffraktiven Gitter ist in Abb. 5.41 dargestellt. Der von einer Laserdiode emittierte, kollimierte Strahl wird zunächst aufgeweitet und trifft anschließend auf einen Polarisator, der den Lichtstrahl linear polarisiert. Anschließend fällt das Licht auf das zu untersuchende Retarderarray ein. Das vom Retarderarray transmittierte Licht wird danach mit einer Abbildungsoptik auf eine CCD Kamera ab-

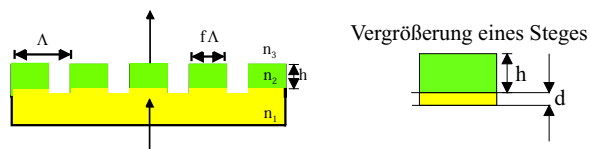


Abb. 5.39: Einfluss des Überätzens auf die Gitterstruktur.

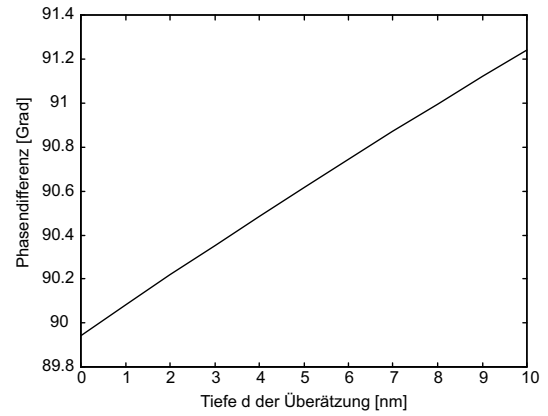


Abb. 5.40: Einfluss des Überätzens auf die Phasendifferenz zwischen TE und TM Polarisation.

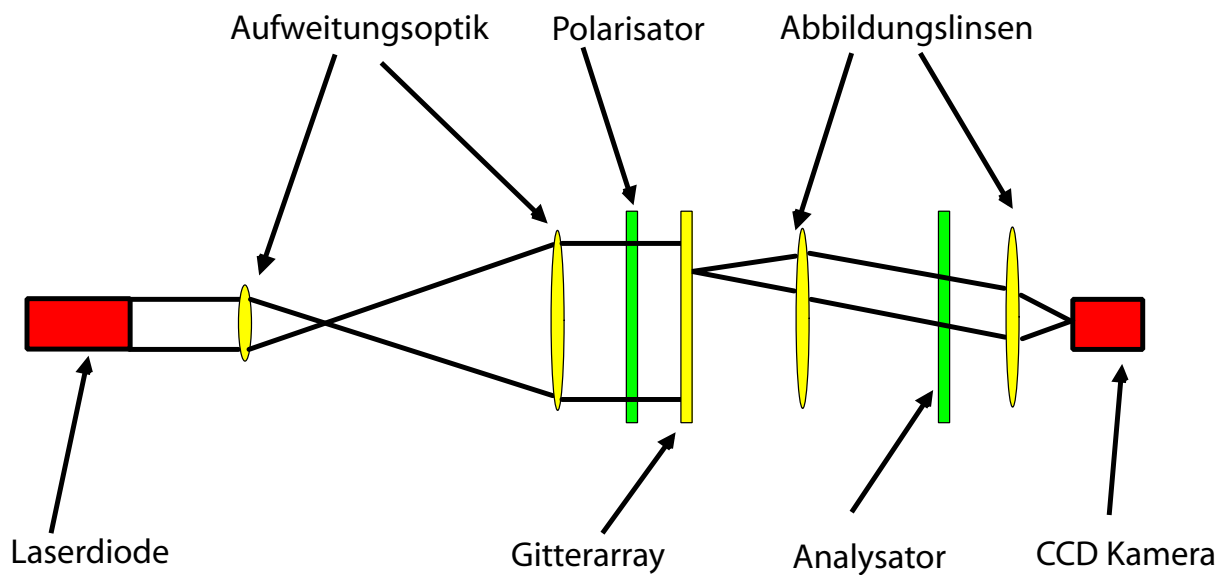


Abb. 5.41: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung der diffraktiven Mikroretarder.

gebildet. Zusätzlich wird ein Analysator, der sich zwischen den beiden Abbildungslinsen befindet, in das Messsystem eingesetzt. Verschiedene Messungen an den hergestellten Retarderarrays wurden durchgeführt, die im folgenden erläutert werden.

Messung der Phasendifferenz

Die Phasenverzögerung zwischen TE und TM Polarisierung wurde durch die Messung der Intensität an der CCD Kamera ermittelt. Hierbei wird die Intensität in Abhängigkeit der Azimutheinstellung des Analysators gemessen. Aus den gemessenen Daten lässt sich mit Hilfe des Algorithmuses von Xu [29] die Phasenverzögerung zwischen TE und TM Polarisierung einer hergestellten Phasenverzögerungsplatte experimentell bestimmen.

Messung der Uniformität

Mit dem in Abb. 5.41 gezeigten Messaufbau wurde das Transmissionsverhalten der Retarder bezüglich ihrer Uniformität untersucht. Hierbei wurde ein Mikroretarder ausgewählt, dessen Gitterlinien alle gleich lang sind. Zur Untersuchung wurde die Transmissionsachse des Polarisators in einem Winkel von 45° zu den Gitterlinien eingestellt. Im Idealfall sollte Licht, das die Retarderstruktur passiert, an jedem Ort des Retarders dieselbe Intensität aufweisen. Aus Abschnitt 5.4 ist ersichtlich, dass die vom Mikroretarder transmittierte Intensität inhomogen ist. Es ist aber zu erwarten, dass zumindest im Zentrum des Mikroretarders eine hohe Uniformität in der Intensitätsverteilung vorhanden ist. Da Herstellungsfehler zur Verschlechterung der Homogenität beitragen, ist es nützlich eine Größe zur Charakterisierung der Uniformität einzuführen. Die Größe

$$r_{exp} = \frac{\Delta I}{I_{mittel}} \quad (5.5)$$

mit

$$I_{mittel} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I_i, \quad (5.6)$$

die als experimentelle relative Standardabweichung bezeichnet wird sowie die Größe

$$\Delta I = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (I_i - I_{mittel})^2} \quad (5.7)$$

sind nützlich, um die Uniformität der Elemente zu charakterisieren. Da das transmittierte Feld auf einen CCD Chip abgebildet wird, werden an den N Detektorpixeln die Intensitätswerte I_i registriert. Hierbei bezeichnet der Index i das i -te Detektorpixel. Aus den gemessenen Intensitätswerten ist es wiederum möglich, einen Mittelwert I_{mittel} und eine Standardabweichung ΔI zu bilden.

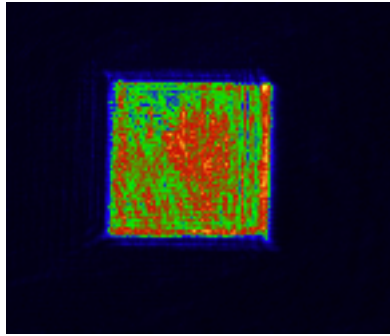


Abb. 5.42: Beleuchteter diffraktiver Mikroretarder.

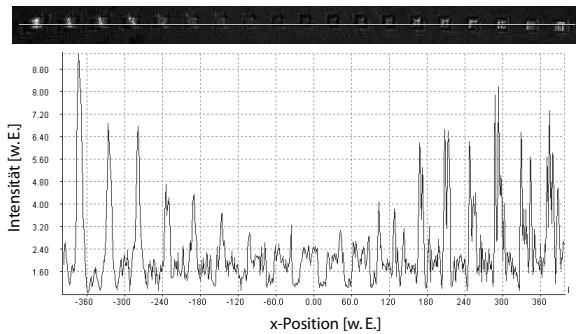


Abb. 5.43: Transmission eines Retarderarrays mit quadratischen Abmessungen

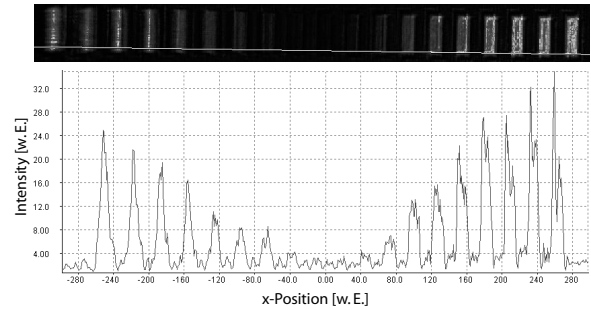


Abb. 5.44: Transmission eines Design Typ A Retarderarrays mit rechteckigen Abmessungen

5.7.2 Vermessung der Design Typ A Elemente

Design A Retarderarrays wurden hergestellt und vermessen. Die Mikroretarder sind im Schema α angeordnet (siehe auch Abb. 5.34). Die Kantenlänge der Mikroretarder variierte von $10 \mu m$ - $100 \mu m$. In Abb. 5.42 ist eine beleuchtete Phasenverzögerungsplatte dargestellt. Die experimentelle relative Standardabweichung beträgt hier 13%. Laut Herstellerangaben sind Fabrikationsfehler für die niedrige Phasenverzögerung und hohe Inhomogenität der Mikroretarder verantwortlich. Eine Phasendifferenz von 19° wurde für dieses Element gemessen. Neben den eben genannten Messungen wurden weitere Untersuchungen an den Arrays durchgeführt. Hierbei wurde der Analysator parallel zur Sperrrichtung des Polarisators eingestellt. Aufnahmen der Intensitätsverteilung sind in den Abbildungen 5.43-5.46 dargestellt. Hierbei wurden verschiedene Variationen des Anordnungsschemas α realisiert.

Weitere Elemente der Design Typ A Gitter wurden hergestellt, um die Phasendifferenz sowie die Homogenität des transmittierten Feldes zu steigern. Es konnte eine Phasendifferenz von 50° erzielt werden, die experimentelle relative Standardabweichung konnte jedoch nicht verbessert werden.

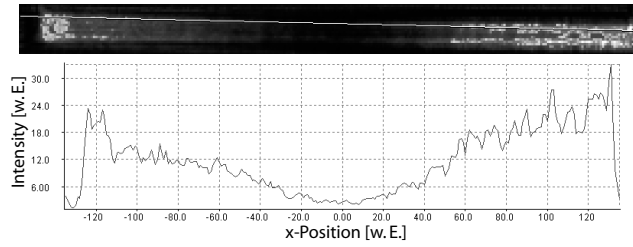


Abb. 5.45: Transmission eines Design Typ A Retarderarrays mit quadratischen Abmessungen sowie ohne Abstand

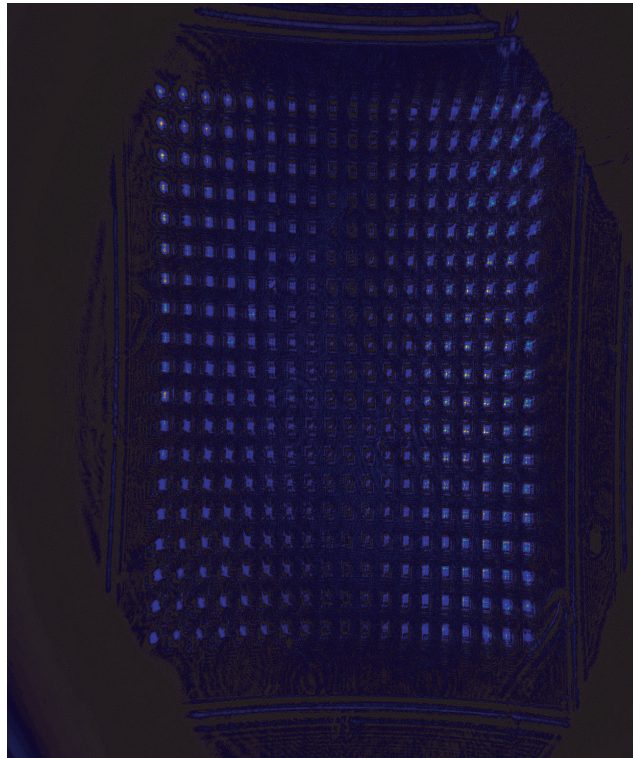


Abb. 5.46: Transmission eines Design Typ A Retarderarrays mit quadratischen Abmessungen in periodischer Anordnung

5.7.3 Vermessung der Design Typ B Elemente

Im Gegensatz zum vorangegangenen Abschnitt wurden hier sämtliche Retarderarrays im Anordnungsschema β angeordnet. Für die Realisierung einer $\lambda/4$ Platte war eine Stegbreite von 160 nm vorgesehen. Da in der Herstellung Schwankungen in der Stegbreite möglich sind, wurden Mikroretarder mit unterschiedlichen Stegbreiten, die von ca. 160 nm bis 190 nm variierten, realisiert. Die gemessenen Phasendifferenzen für diese Elemente sind in Tab. 5.3 zusammengefasst. Für das Element mit der höchsten Phasenverzögerung wurde eine relative Standardabweichung von 5% gemessen. Dies zeigt, dass

Stegbreite [nm]	Phasendifferenz [°]
161	38
171	30
181	17
191	10

Tabelle 5.3: Gemessene Phasendifferenzen für Design Typ B Gitter

in der Herstellung Fortschritte erzielt wurden. Ähnlich wie im vorherigem Abschnitt wurde die Transmission des Retarderarrays vermessen, was in Abb. 5.47 dargestellt ist. In Abb. 5.48 ist die Intensität I_{mittel} der Einzelgitter als Funktion des Drehwinkels der



Abb. 5.47: Transmission eines Design B Retarderarrays mit quadratischen Abmessungen

Einzelgitter dargestellt.

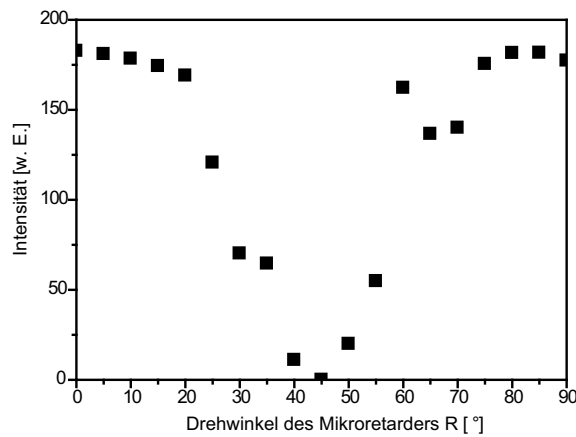


Abb. 5.48: Gemittelte Intensität der Einzelgitter aus Abb. 5.47 als Funktion des Azimuthwinkels R

5.8 Weitere Variationen

Im Ellipsometerbetrieb treten durchaus Verkippungen der Probe in der Größenordnung von $\pm 1^\circ$ auf, was zur Folge hat, dass der einfallende Strahl seinen Einfallswinkel ändert.

Da die ellipsometrischen Parameter $\tan(\Psi)$ und Δ vom Einfallswinkel abhängen, ist es besonders wichtig den tatsächlichen Einfallswinkel zu kennen. Hierzu wurde das in Abb. 5.49 dargestellte Konzept ausgearbeitet: Der von der Probe reflektierte Strahl wird zunächst einem Retarderarray, dessen Strukturierung in Abb. 5.49 schematisch dargestellt ist, zugeführt. Das vom Retarderarray transmittierte Licht wird anschließend mit einem Abbildungssystem auf einen CCD oder CMOS Sensor abgebildet. Zwischen dem Retarderarray und dem CCD Chip befindet sich ein Analysator, der ebenfalls für die Polarisationsanalyse benötigt wird.

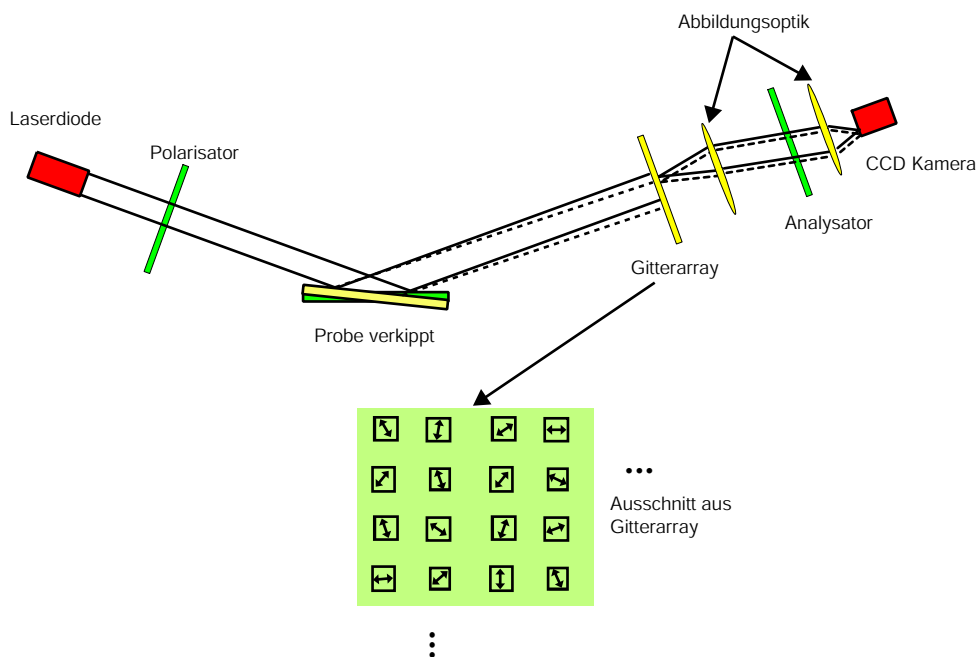


Abb. 5.49: Mikrooptische Ellipsometeranordnung zur Bestimmung des Einfallswinkels.

Zur Analyse des Einfallswinkels stehen unstrukturierte Bereiche zur Verfügung, die es ermöglichen, das Zentrum des einfallenden Strahles zu bestimmen. Liegt keine Verkipfung der Probe vor, dann fällt der von der Probe reflektierte Strahl im Zentrum des Retarderarrays ein. Im Falle einer Verkipfung der Probe fällt der Strahl versetzt zum Zentrum des Retarderarrays ein. Aus diesem Versatz ist es möglich, den Einfallswinkel des Strahls auf die Probe zu berechnen. Ein Experiment zu diesem Konzept ist in Abb. 5.50 illustriert. Eine Chrommaske, die schachbrettartig strukturiert ist, wird mit einem Gausstrahl beleuchtet. Das transmittierte Feld wird mit einer Abbildungsoptik auf einen CCD Chip abgebildet. Je nach Änderung des Einfallswinkels des Strahls konnte eine Verschiebung des Gausstrahls in der Bildebene nachgewiesen werden.

Zur Polarisationsanalyse sind die Azimutwinkel der Mikroretarder wie folgt strukturiert. In einer Zelle befinden sich unterschiedliche Azimutheinstellungen (Abb. 5.51). Befindet sich der Strahl im Zentrum, so reicht diese Zelle aus, den Polarisationszustand zu bestimmen. Die Zellen werden periodisch in einem Array angeordnet. Ein Ausschnitt

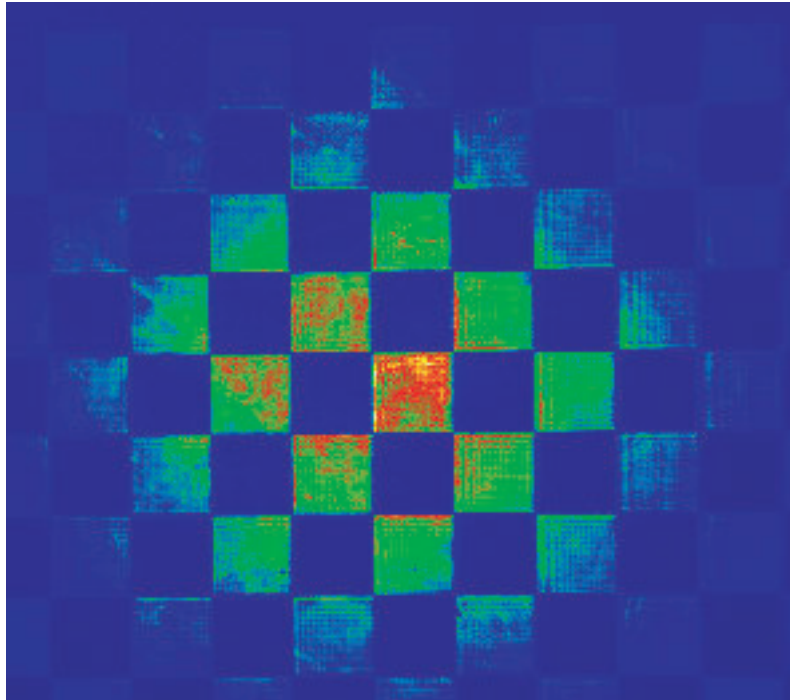


Abb. 5.50: Beleuchtung eines Schachbrettarrays mit einem Gausstrahl.

5		15		25	
	35		45		55
65		75		85	
	95		105		115
125		135		145	
	155		165		175

Abb. 5.51: Zelle eines Mikroretarderarrays.

eines solchen Retarderarrays ist in Abb. 5.52 dargestellt. Die grau unterlegte Zone hebt hierbei das Zentrum des Mikroretarderarrays hervor. Ein Strahl, der im richtigen Einfallswinkel auf die Probe fällt, trifft genau auf der grau unterlegten Zone. Weicht der Einfallswinkel aufgrund der Verkippung der Probe ab, so trifft der Strahl versetzt vom Zentrum auf das Retarderarray. In Abb. 5.53 ist der Fall dargestellt, in dem ein Strahl versetzt auf das Retarderarray auftrifft. Die grau unterlegte Zone erfasst alle Azimutheinstellungen, die in der Zelle aus Abb. 5.51 vorhanden sind.

5		15		25		5		15		25		5		15		25		5		15		25	
	35		45		55		35		45		55		35		45		55		35		45		55
65		75		85		65		75		85		65		75		85		65		75		85	
	95		105		115		95		105		115		95		105		115		95		105		115
125		135		145		125		135		145		125		135		145		125		135		145	
	155		165		175		155		165		175		155		165		175		155		165		175
5		15		25		5		15		25		5		15		25		5		15		25	
	35		45		55		35		45		55		35		45		55		35		45		55
65		75		85		65		75		85		65		75		85		65		75		85	
	95		105		115		95		105		115		95		105		115		95		105		115
125		135		145		125		135		145		125		135		145		125		135		145	
	155		165		175		155		165		175		155		165		175		155		165		175
5		15		25		5		15		25		5		15		25		5		15		25	
	35		45		55		35		45		55		35		45		55		35		45		55
65		75		85		65		75		85		65		75		85		65		75		85	
	95		105		115		95		105		115		95		105		115		95		105		115
125		135		145		125		135		145		125		135		145		125		135		145	
	155		165		175		155		165		175		155		165		175		155		165		175
5		15		25		5		15		25		5		15		25		5		15		25	
	35		45		55		35		45		55		35		45		55		35		45		55
65		75		85		65		75		85		65		75		85		65		75		85	
	95		105		115		95		105		115		95		105		115		95		105		115
125		135		145		125		135		145		125		135		145		125		135		145	
	155		165		175		155		165		175		155		165		175		155		165		175
5		15		25		5		15		25		5		15		25		5		15		25	
	35		45		55		35		45		55		35		45		55		35		45		55
65		75		85		65		75		85		65		75		85		65		75		85	
	95		105		115		95		105		115		95		105		115		95		105		115
125		135		145		125		135		145		125		135		145		125		135		145	
	155		165		175		155		165		175		155		165		175		155		165		175
5		15		25		5		15		25		5		15		25		5		15		25	
	35		45		55		35		45		55		35		45		55		35		45		55
65		75		85		65		75		85		65		75		85		65		75		85	
	95		105		115		95		105		115		95		105		115		95		105		115
125		135		145		125		135		145		125		135		145		125		135		145	
	155		165		175		155		165		175		155		165		175		155		165		175
5		15		25		5		15		25		5		15		25		5		15		25	
	35		45		55		35		45		55		35		45		55		35		45		55
65		75		85		65		75		85		65		75		85		65		75		85	
	95		105		115		95		105		115		95		105		115		95		105		115
125		135		145		125		135		145		125		135		145		125		135		145	
	155		165		175		155		165		175		155		165		175		155		165		175
5		15		25		5		15		25		5		15		25		5		15		25	
	35		45		55		35		45		55		35		45		55		35		45		55
65		75		85		65		75		85		65		75		85		65		75		85	
	95		105		115		95		105		115		95		105		115		95		105		115
125		135		145		125		135		145		125		135		145		125		135		145	
	155		165		175		155		165		175		155		165		175		155		165		175

Abb. 5.52: Ausschnitt des Mikroretarderarrays.

Abb. 5.53: Ausschnitt des Mikroretarderarrays mit verkipptem Strahl.

5.9 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, die Einsatzmöglichkeiten von diffraktiven Phasenverzögerungsplatten in Ellipsometer- bzw. Polarimetersystemen sowohl auf theoretischer als auch auf experimenteller Basis im Detail zu untersuchen. Hierbei stand der Aspekt der Miniatürisierung besonders im Vordergrund, da moderne Mikrostrukturierungstechniken wie z. B. die Elektronenstrahlolithographie, die Herstellung von diffraktiven Phasenverzögerungsplatten in der Größenordnung von $10 \mu m$ ermöglichen.

Konzepte von photometrischen Ellipsometersystemen mit miniaturisierten Retarderstrukturen in der sog. rotierenden Kompensator Anordnung wurden präsentiert und ihre Funktionsweise vorgestellt.

Licht, das die Retarderstrukturen passiert, wird an den endlichen Strukturen gebeugt. Es wurde gezeigt, dass solche Beugungseffekte depolarisierende Wirkungen verursachen. Um die negativen Auswirkungen der Beugungseffekte zu vermeiden wurden zwei Konzepte vorgestellt, die Depolarisationseffekte weitestgehend minimieren.

Im ersten Konzept wurde eine Anordnung vorgestellt in der die diffraktiven Retarderstrukturen in ein dünnes Glassubstrat geätzt sind. Hierbei befindet sich auf der Rückseite des Substrats ein Polarisationsfilter, der als dünne Schicht realisiert werden kann. Dieses Element zeichnet sich durch seine Planarität besonders aus und kann direkt auf einen CCD- bzw. CMOS-Sensor Chip aufgebracht werden.

Im zweiten Konzept zur Minimierung der Beugungseffekte wurde eine Anordnung vor-

gestellt, in der eine Linse das Licht, das vom Retarderarray transmittiert wird, auf einen CCD- bzw. CMOS-Sensor Chip abbildet. Dieses Konzept eignet sich besonders zum Testen von hergestellten diffraktiven Retarderarrays, da die Integration des Arrays mit dem Detektorarray entfällt.

Es wurde mit Simulationen demonstriert, dass die Periode der endlichen Zero-Order Gitter sowie deren Abmessungen Einfluss auf die Depolarisation haben. Für kleine Abmessungen ($10\mu m$) der endlichen Retarderstrukturen hingen die Depolarisationseffekte unter anderem von der Gitterperiode ab. Dieser Effekt wird vernachlässigbar, wenn größere Abmessungen für die endlichen Gitterstrukturen gewählt werden.

Des Weiteren wurden Toleranzrechnungen durchgeführt, die die Auswirkungen von Fehlern bei der Herstellung der diffraktiven Optiken behandeln. Es konnte gezeigt werden, dass Abweichungen bis zu 2 % in der Geometrie der Struktur nur minimale Auswirkungen auf die Funktionsweise der DOEs haben.

Nach den Designvorgaben wurden diffraktive Retarderarrays hergestellt und anschließend optisch vermessen. Neben der Messung der von den Retarderstrukturen eingeführten Phasenverzögerung zwischen TE und TM Polarisation, wurden zur Beurteilung der Qualität der hergestellten Elemente Größen wie die Uniformität bestimmt. Phasenverzögerungen bis zu 50° konnten für das beste Mikroretarderarray gemessen werden.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die Untersuchung von polarisationsoptischen Elementen aus hochfrequenten Gitterstrukturen für Anwendungen auf dem Gebiet der optischen Speichertechnologie und der optischen Messtechnik. Anhand von konkreten Applikationen auf diesen Gebieten wurden polarisationsoptische DOEs für optische Systeme konzipiert, hergestellt und optisch vermessen. Hierbei stand der Aspekt, kompakte optische Systeme zu entwerfen, im Vordergrund.

Für Anwendungen in der optischen Speichertechnologie wurden Pickupsysteme für DVD Laufwerke entworfen. Hierbei wurden zunächst schematische Konzepte ausgearbeitet und die dafür benötigten DOEs anschliessend auf Grundlage einer rigorosen Beugungstheorie entworfen. Toleranzrechnungen haben gezeigt, dass Herstellungs- und Justierungsfehler bis zu 2% keine gravierenden Leistungseinbussen bewirken. Mit geometrisch optischen Überlegungen wurde dann gezeigt, dass es mit hochfrequenten DOEs möglich ist, sehr kompakte Pickupsysteme zu konzipieren. Ein weiterer Aspekt, die Multifunktionalität von DOEs wurde ebenfalls in das Systemdesign berücksichtigt. Darüber hinaus konnte gezeigt werden, dass durch die Wahl von geeigneten Detektoranordnungen chromatische Aberrationen im Strahlverlauf ignoriert werden können. Um die Leistungsfähigkeit der DOEs experimentell zu demonstrieren, wurden DOEs hergestellt und anschliessend optisch vermessen. Hierzu wurden Oberflächengitter sowohl mit lithographischen als auch mit holographischen Herstellungsmethoden in Quarzglas bzw. in Photolack strukturiert. Messungen, die an den hergestellten diffraktiven Optiken durchgeführt wurden, zeigten gute Ergebnisse. So konnten für die diffraktiven Phasenverzögerungsplatten Phasenverzögerungen von 90° und Polarisationsstrahlteiler mit Auslöschungsverhältnissen in den Grössenordnungen von 10 bis 100 entwickelt und hergestellt werden. Neben diesen Elementen wurden Ablenkgritter, die für das Pickupsystem zur Strahlführung ebenfalls notwendig sind, hergestellt. Die Gitter zeigten einen hohen Beugungswirkungsgrad ($>60\%$) in der -1. Ordnung und sind für den Einsatz in optischen Lesekopfsystemen ebenfalls gut geeignet. Aus den hergestellten Elementen wurden schliesslich Prototypen von Pickupsystemen erstellt und charakterisiert.

Die gute Gesamtperformance der Systeme konnte hierbei erneut bestätigt werden, da sämtliche Prototypen mit den optischen Elementen einwandfrei funktionierten. Damit konnte erstmalig die Tauglichkeit von hochfrequenten Gitterstrukturen für Anwendungen in DVD Pickupsystemen nachgewiesen werden.

Da moderne Lithographietechniken, wie z. B. die Elektronenstrahlolithographie die Realisierung von diffraktiven polarisationsoptischen Elementen mit sehr kleinen Abmessungen erlauben, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit versucht diesen Vorteil für neuartige Anwendungen zu nutzen. Anhand der Ellipsometrie wird demonstriert, wie die Miniaturisierung von polarisationsoptischen Komponenten genutzt werden kann, um hochgradig parallel messende optische Systeme zu konzipieren. Mit rigoroser Beugungstheorie wurden hierzu verschiedene Simulationen durchgeführt, um die Verfälschung des gewünschten Signals zu berechnen, die aufgrund der endlichen Abmessungen der Phasenverzögerungsplatten auftreten. Aufgrund der Simulationsergebnisse wurden Konfigurationen vorgeschlagen, in denen die Mikroretarder mit anderen Komponenten in einem optischen System zusammengesetzt werden können. Messungen an hergestellten Mikroretarderstrukturen wurden ebenfalls durchgeführt. Ein funktionsfähiges Mikroretarderarray konnte hergestellt werden. Experimentell konnten Phasenverzögerungen von 38° gemessen werden. Es konnte quantitativ gezeigt werden, dass die Mikroretarder für eine parallele Messung des Polarisationszustandes gut geeignet sind.

Ausblick Es konnte experimentell gezeigt werden, dass hochfrequente Gitterstrukturen für Anwendungen in polarisationsoptischen Systemen geeignet sind und durchaus vorteilhaft sein können. Für den Einsatz in Massenprodukten wie DVD Pickupsysteme müssen jedoch noch wichtige Weiterentwicklungen in der Replikationstechnik erfolgen, um eine kostengünstige Herstellung solcher Optiken zu gewährleisten und damit den Durchbruch der diffraktiven Optik zu ermöglichen.

Anhang A

Aufbau eines konventionellen optischen Lesekopfsystems

A.1 Pickupsystem mit konventionellen polarisations-optischen Elementen

Ein auf refraktiven optischen Elementen basierendes optisches Pickupsystem ist in Abb. A.1 gezeigt. Aus der Laserdiode tritt ein kollimierter, TE polarisierter Strahl aus. Der Polarisationsstrahlteiler (PST) transmittiert das TE polarisierte Licht zu einer $\lambda/4$ -Phasenverzögerungsplatte. Nach dem Passieren der $\lambda/4$ - Platte ist das Licht zirkular polarisiert und wird anschließend mit der Objektivlinse auf dem Datenträger fokussiert. Nach der Reflexion an der Datenschicht durchläuft das Licht erneut die $\lambda/4$ -Platte, wodurch es TM polarisiert wird. Aufgrund der Polarisationsdrehung wird das vom Datenträger reflektierte Licht durch den PST in Richtung des Detektors umgelenkt. Durch die Drehung der Polarisation nach zweimaligem Passieren der $\lambda/4$ Platte wird zusätzlich verhindert, dass Licht in die Laserdiode zurückgeführt wird. Zur Bestimmung der Fokusslage in der Datenträgerebene wird im Pickupsystem eine astigmatische Linse eingesetzt, deren Funktionsweise im nächsten Abschnitt diskutiert wird.

A.2 Generierung eines Fokusfehlersignals mit der Astigmatismusemethode

Zur Generierung eines Fokusfehlersignals wird in optischen Lesekopfsystemen häufig die Astigmatismusemethode verwendet, die im folgenden diskutiert wird. In den Abbildungen A.2 und A.3 ist dieses Prinzip graphisch dargestellt. Das vom Datenträger zurückreflektierte Licht wird mit einem Strahlteiler zu einer Zylinderlinse geführt, die einen Astigmatismus in den Strahlverlauf einführt. Zur Auswertung der Fokusslage wird

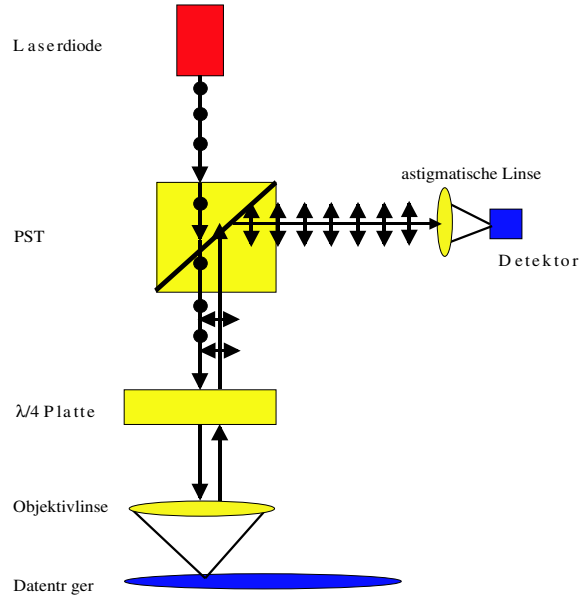


Abb. A.1: Pickup System mit refraktiven optischen Elementen.

ein Quadrantendetektor so platziert, dass bei optimaler Fokussierung auf der Datenträgerebene ein runder Spot auf die vier Detektorflächen auftritt (Abb. A.2). Das Differenzsignal

$$V = (A + C) - (B + D) \quad (\text{A.1})$$

das mit Hilfe der Einzeldetektoren A, B, C und D elektronisch gewonnen werden kann, verschwindet bei perfekter Fokussierung. Weicht die axiale Position des Datenträgers um einen Betrag Δz von der Brennweite der Objektivlinse ab, entstehen auf dem Quadrantendetektor elliptische Spots. Befindet sich der Datenträger zu nahe an der Objektivlinse (Abb. A.3), trifft aufgrund eines divergenten Rückstrahlbündels eine waagerechte Ellipse auf die vier Einzeldetektoren auf. Das Differenzsignal V wird hierbei kleiner als Null. Ist der Datenträger hingegen zu weit von der Objektivlinse entfernt, trifft eine senkrechte Ellipse auf den Quadrantendetektor auf, dass Differenzsignal hierbei ist größer Null. Dieses Signal kann genutzt werden, um mit einer axialen Verstellung der Objektivlinsenposition eine automatische Fokussierung zu regeln. Wird die Objektivlinse kontinuierlich in axialer Richtung zum Datenträger hin- bzw. weggeführt, nimmt das Differenzsignal $V = V(\Delta z)$ die Form einer sog. S-Kurve an (Abb. A.4).

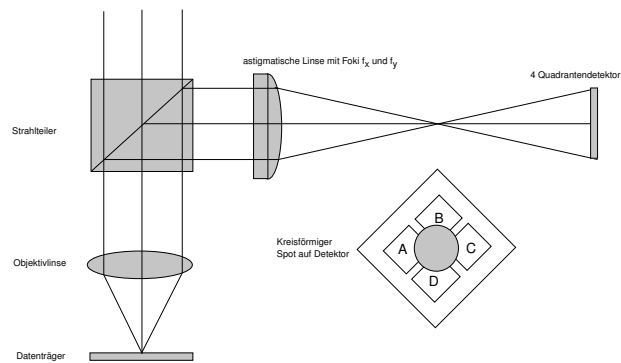


Abb. A.2: Prinzipskizze der Astigmatismusemethode, Datenträger im Fokus.

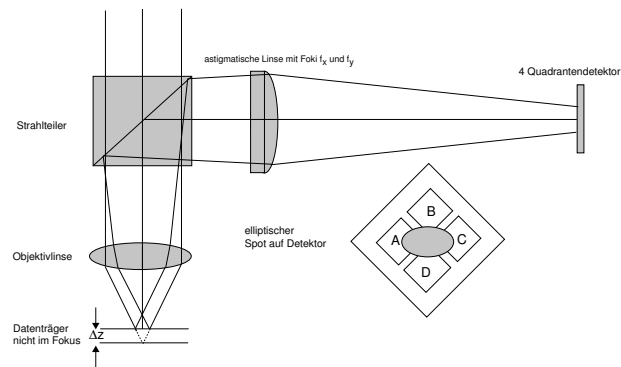


Abb. A.3: Prinzipskizze der Astigmatismusemethode, Datenträger nicht im Fokus.

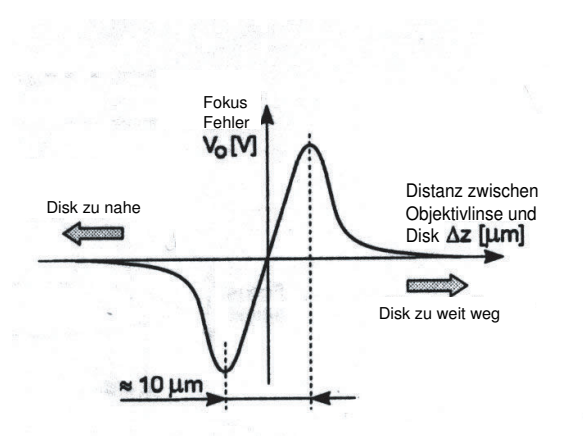


Abb. A.4: S-Kurve. Auszug aus [53].

Anhang B

Berechnung der optischen Antwort

B.1 Jonesformalismus

Der Polarisationszustand einer ebenen Welle, die sich entlang der z-Achse ausbreitet, lässt sich durch

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_x(t) + \mathbf{E}_y(t) \quad (\text{B.1})$$

mit

$$\mathbf{E}_x(t) = E_{0x} \cos[(kz - \omega t) + \phi_x] \mathbf{e}_x \quad (\text{B.2})$$

und

$$\mathbf{E}_y(t) = E_{0y} \cos[(kz - \omega t) + \phi_y] \mathbf{e}_y \quad (\text{B.3})$$

beschreiben. Hierbei bezeichnen E_{0x} und E_{0y} die Amplituden der elektrischen Feldkomponenten entlang der x- und y-Achsen und ϕ_x und ϕ_y stellen die Phasen dieser Oszillationen dar. Während k und ω den Betrag des Wellenvektors bzw. die Frequenz der ebenen Welle bezeichnen, stellen z und t die z-Komponente der Ortskoordinate bzw. die Zeit dar. \mathbf{e}_x und \mathbf{e}_y bezeichnen die Einheitsvektoren in x- bzw. y-Richtung.

Ein solcher Polarisationszustand kann durch den sog. Jones Vektor [14] beschrieben werden, der als

$$\mathbf{E}_J = \begin{pmatrix} E_{0x} \exp(i\phi_x) \\ E_{0y} \exp(i\phi_y) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (\text{B.4})$$

definiert wird.

Eine ebene Welle im Polarisationszustand \mathbf{E}_{ein} , die mit einem optischen Element wechselwirkt, verändert ihren Zustand gemäß

$$\begin{pmatrix} E_{x,aus} \\ E_{y,aus} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_{x,ein} \\ E_{y,ein} \end{pmatrix}. \quad (\text{B.5})$$

Hierbei bezeichnen $E_{x,ein}$ und $E_{y,ein}$ die Komponenten des Jonesvektors \mathbf{E}_{ein} der ebenen Welle vor der Wechselwirkung mit dem optischen Element. Hierbei wird vorausgesetzt,

dass der Wechselwirkungsprozess durch eine lineare Transformation zu beschreiben ist. Die polarisationsändernden Eigenschaften von optischen Komponenten lassen sich damit in Form von Matrixkoeffizienten T_{11} , T_{12} , T_{21} und T_{22} beschreiben. (B.5) lässt sich auch in Kurzform schreiben als

$$\mathbf{E}_{aus} = \mathbf{T} \cdot \mathbf{E}_{ein}. \quad (\text{B.6})$$

Die Matrix \mathbf{T} wird als Jones Matrix bezeichnet.

Eine ebene Welle im Anfangspolarisationszustand \mathbf{E}_{ein} , die nacheinander N optische Komponenten durchläuft, ändert ihren Polarisationszustand gemäß

$$\mathbf{E}_{aus} = \prod_{j=1}^N \mathbf{T}_j \cdot \mathbf{E}_{ein}. \quad (\text{B.7})$$

Hierbei bezeichnet T_j die Jonesmatrix der j-ten optischen Komponente.

B.2 Jonesmatrizen für Ellipsometerkomponenten

B.2.1 Definition der Matrizen

Die in Abschnitt 5.1 erwähnte Ellipsometeranordnung enthält diverse polarisationsoptische Komponenten, die sich durch Jones Matrizen beschreiben lassen. Um den Endzustand \mathbf{E}_{aus} und damit die theoretische Intensität am Detektor berechnen zu können, werden im folgenden die Jones Matrizen der

- zur untersuchenden Probe,
- eines Analysators/Polarisators und
- eines Retarders

im einzelnen diskutiert.

Jonesmatrizen für Proben

Wird Licht an einer ebenen Grenzfläche zwischen zwei isotropen und non-gyotropischen Materialien reflektiert, behält Licht, das entweder parallel (p) oder senkrecht (s) zur Einfallsebene polarisiert ist, seine Polarisationsrichtung bei (Abb. 5.2). Die Jones-Matrix der Probe lässt somit durch

$$\mathbf{T}_{Probe} = \begin{pmatrix} R_{pp} & 0 \\ 0 & R_{ss} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |R_{pp}|e^{i\delta_{pp}} & 0 \\ 0 & |R_{ss}|e^{i\delta_{ss}} \end{pmatrix} \quad (\text{B.8})$$

beschreiben. Hierbei bezeichnen R_{pp} und R_{ss} die komplexen Reflexionskoeffizienten der Probe. δ_{pp} und δ_{ss} stehen für die Phasensprünge, die nach Reflexion an einer Probe mit p-bzw. s-polarisiertem Licht auftreten. In der Literatur wird \mathbf{T}_{Probe} auch in Form von

$$\mathbf{T}_{Probe} = R_{ss} \begin{pmatrix} \frac{R_{pp}}{R_{ss}} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = R_{ss} \begin{pmatrix} |\tan(\Psi)|e^{i\Delta} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.9})$$

dargestellt.

Jonesmatrizen für Polarisatoren

Die Jonesmatrix eines idealen Polarisators, dessen Transmissionsachse in x-Richtung liegt, lässt sich durch

$$\mathbf{T}_{Pol.} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.10})$$

beschreiben. Die Verallgemeinerung auf beliebige Azimutheinstellungen wird in B.2.2 behandelt.

Jonesmatrizen für Kompensatoren

Die Jonesmatrix eines Kompensators wird als

$$\mathbf{T}_{Ret.} = \begin{pmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |T_x|e^{i\delta_x} & 0 \\ 0 & |T_y|e^{i\delta_y} \end{pmatrix} \quad (\text{B.11})$$

beschrieben. Hierbei bezeichnen T_x und T_y die Transmissionskoeffizienten eines Retarders für p- bzw. s-polarisiertem einfallendem Licht. δ_x und δ_y beschreiben die vom Retarder verursachte Phasenverzögerung für p- bzw. s-polarisiertem Licht. Analog zu (B.9) lässt sich der Faktor T_y aus der Retardermatrix ausklammern, so dass sich (B.11) zu

$$\mathbf{T}_{Ret.} = T_y \begin{pmatrix} |T_R|e^{i\delta_R} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.12})$$

umformen lässt. Hierbei steht T_R für das Verhältnis $\frac{T_x}{T_y}$. Die Phasendifferenz δ_R bezeichnet die Differenz $\delta_x - \delta_y$.

B.2.2 Variable Azimutheinstellungen

In den Jonesmatrizen des Polarisators (B.10) und des Kompensators (B.11) wird vorausgesetzt, dass die Transmissionsachse des Polarisators bzw. die schnelle oder die langsame Achse des Retarders einen Winkel von 0° mit der x-Achse bildet. Weichen diese

Winkel (Azimuthwinkel) von 0° ab, müssen Rotationsmatrizen \mathbf{J} mit den Jonesmatrizen des Polarisators bzw. des Retarders multipliziert werden. Für einen Polarisator mit Azimuthwinkel P setzt sich die Jonesmatrix zusammen aus

$$\mathbf{T}_{Pol.}(P) = \mathbf{J}(-P)\mathbf{T}_{Pol.}(0)\mathbf{J}(P) \quad (\text{B.13})$$

$$= \begin{pmatrix} \cos(P) & \sin(P) \\ -\sin(P) & \cos(P) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(P) & -\sin(P) \\ \sin(P) & \cos(P) \end{pmatrix} \quad (\text{B.14})$$

$$= \begin{pmatrix} \cos^2(P) & -\sin(P)\cos(P) \\ -\sin(P)\cos(P) & \sin^2(P) \end{pmatrix}. \quad (\text{B.15})$$

In einer ähnlichen Weise lässt sich ein Ausdruck für einen Retarder herleiten.

B.2.3 Detektorantwort

Die Detektorantwort I_D des in Abb. 5.2 dargestellten Ellipsometersystems berechnet sich aus

$$I_D \propto \mathbf{E}_{aus}^* \mathbf{E}_{aus} = |E_{x,aus}|^2 + |E_{y,aus}|^2. \quad (\text{B.16})$$

Bei bekanntem Anfangszustand \mathbf{E}_{ein} , der mit einem Polarisator eingestellt wird, lässt sich \mathbf{E}_{aus} berechnen aus

$$\mathbf{E}_{aus} = \mathbf{T}_{Ana.}(A)\mathbf{T}_{Ret.}(R)\mathbf{T}_{Probe}\mathbf{E}_{ein}. \quad (\text{B.17})$$

Hierbei bezeichnen $\mathbf{T}_{Ana.}(A)$ und $\mathbf{T}_{Ret.}(R)$ die Jonesmatrizen eines Analysators und eines Retarders mit einem Azimuthwinkel von A bzw. R .

B.3 Jonesformalismus für mikrooptische Ellipsometer

Wird anstelle eines konventionellen Retarders ein Mikroretarderarray verwendet, kann zur Berechnung der Detektorantwort (B.16) nahezu vollständig übernommen werden. Hierbei ist zu beachten, dass die Jonesmatrix eines Mikroretarders ortsabhängig ist:

$$\mathbf{T}_{Ret.}^{Mikro}(x, y) = \begin{pmatrix} T_x(x, y) & 0 \\ 0 & T_y(x, y) \end{pmatrix}. \quad (\text{B.18})$$

Dies bedeutet aber auch, dass der Endpolarisationszustand \mathbf{E}_{aus} ortsabhängig ist:

$$\mathbf{E}_{aus}(x, y) = \mathbf{T}_{Ana.}(A)\mathbf{T}_{Ret.}^{Mikro}(x, y, R)\mathbf{T}_{Probe}\mathbf{E}_{ein}. \quad (\text{B.19})$$

Das Betragsquadrat des Jonesvektors \mathbf{E}_{aus} wird über eine Detektoroberfläche $D \times D$ gemittelt. Der Einfachheit halber wird angenommen, dass die Detektorflächen mitgedreht werden. Dann ergibt sich die Detektorantwort zu:

$$I_{Det}^{end}(R) = \frac{\int_{-D/2}^{D/2} \int_{-D/2}^{D/2} |E_{x,aus}(x', y', R)|^2 + |E_{y,aus}(x', y', R)|^2 dx' dy'}{D^2}. \quad (\text{B.20})$$

Literaturverzeichnis

- [1] R. Petit, *Electromagnetic Theory of Gratings*, Springer-Verlag, Berlin, 1980
- [2] H. P. Herzig in *Micro-Optics*, Chap. 1 Design of Refractive and Diffractive Micro-Optics Taylor and Francis, London, 1997
- [3] J. Turunen in *Micro-Optics*, Chap. 2 Diffraction Theory of Microrelief Gratings, Taylor and Francis, London, 1997
- [4] M. T. Gale in *Micro-Optics*, Chap. 6 Replication, Taylor and Francis, London, 1997
- [5] J. Jahns in *Micro-Optics*, Chap. 7 Planar Integrated Free-space Optics, Taylor and Francis, London, 1997
- [6] G. P. Behrmann, J. N. Mait in *Micro-Optics*, Chap. 10 Hybrid (Refractive/Diffractive) Optics, Taylor and Francis, London, 1997
- [7] C. W. Haggans, R. K. Kostuk in *Micro-Optics*, Chap. 12 Polarization Transformation Properties of High Spatial Frequency Surface-relief Gratings and their Applications, Taylor and Francis, London, 1997
- [8] J. Turunen, F. Wyrowski in *Diffractive optics for Industrial and Commercial Applications*, Chap. 1 Introduction in diffractive optics, Akademie Verlag, Berlin, 1997
- [9] T. Tschudi, L. L. Wang in *Diffractive optics for Industrial and Commercial Applications*, Chap. 8 Diffractive optics for semiconductor lasers, Akademie Verlag, Berlin, 1997
- [10] R. L. van Renesse in *Diffractive optics for Industrial and Commercial Applications*, Chap. 12 Security applications, Akademie Verlag, Berlin, 1997
- [11] R. H. Morf, H. Kiess, C. Heine in *Diffractive optics for Industrial and Commercial Applications*, Chap. 13 Diffractive optics for solar cells, Akademie Verlag, Berlin, 1997

- [12] E. G. Loewen, E. Popov in *Diffraction Gratings and Applications*, Chap. 10 Review of Electromagnetic Theories of Grating Efficiencies Marcel Dekker, Inc., New York, 1997
- [13] J. W. Goodman *Introduction to Fourier Optics*, Mc Graw Hill, New York, 1996
- [14] R. M. A. Azzam, N. M. Bashara, *Ellipsometry and Polarized Light*, North-Holland Personal Library, Amsterdam, 1996
- [15] P. K. Rastogi, *Optical Measurement Techniques and Applications*, Artech House Inc, Boston 1997
- [16] H. Marwitz et al., *Praxis der Holografie*, expert Verlag, Ehningen bei Böblingen, 1990
- [17] Kommentar von J. Saarinen, “Diffractive optics aids design” in *Laser 2003, World of Photonics*, IOP Publishing Ltd Dirac House, Bristol, 2003
- [18] F. Montiel, M. Neviere, “Electromagnetic theory of Bragg-Fresnel linear zone plates”, J. Opt. Soc. Am. A 12 (1995) 2672
- [19] M. C. Gupta, S. T. Peng, “Diffraction characteristics of surface-relief gratings”, Appl. Opt. 32 (1993) 2911-2917
- [20] B. J. B. Young, H. A. Graham, E. W. Peterson, “Wire grid infrared polarizer”, Appl. Opt. 4 (1965) 1023–1026
- [21] G. R. Bird, M. Jr. Parrish, “The wire grid as a near-infrared polarizer”, J. Opt. Soc. Am. A 50 (1960) 886–891
- [22] J. P. Auton, “Infrared transmission polarizers by photolithography,” Appl. Opt. 6 (1967) 1023–1027
- [23] H. Haidner et al, “Polarizing reflection grating beamsplitter for the 10.6 μm wavelength,” Opt. Eng. 32 (1993) 1860–1865
- [24] S. Habraken, O. Michaux, Y. Renotte, Y. Lion, “Polarizing holographic beam splitter on photoresist”, Opt. Lett. 20 (1995) 2348-50
- [25] P. Lalanne, J. Hazart, P. Chavel, E. Cambrill, H. Launois, “A transmission polarizing beam splitter grating”, J. Opt. A.: Pure Appl. Opt. 1 (1999) 215-219
- [26] L. H. Cescato, E. Gluch, N. Streibl, “Holographic quarterwave plates”, Appl. Opt. 29 (1990) 3286-3290
- [27] D. C. Flanders, “Submicrometer periodicity gratings as artificial anisotropic dielectrics”, Appl. Phys. Lett. 42 (1983) 492-494

- [28] R. C. Enger, S. K. Case, "Optical elements with ultrahigh spatial-frequency surface corrugations", *Appl. Opt.* 22 (1983) 3220-3228
- [29] F. Xu, R. C. Tyan, P. C. Sun, Y. Fainman, C. C. Cheng, A. Scherer, "Fabrication, modeling, and characterization of form-birefringent nanostructures", *Opt. Lett.* (1995) 2457-2459
- [30] E. B. Kley, H. J. Fuchs, and K. Zoellner, "A fabrication technique for high aspect ratio gratings", *Proc. SPIE* 3879 (1999) 71-78
- [31] M. Ferstl, R. Steingrüber, D. Dias, S. Stankovic, H. Haidner, "High frequency gratings as polarization elements", *Proc. SPIE* 3879 (1999) 138-146
- [32] C. W. Haggans, L. Li, T. Fujita, R. K. Kostuk "Lamellar gratings as polarization components for specularly reflected beams", *J. Mod. Opt.* (1993) 675-686
- [33] D. Dias, S. Stankovic, H. Haidner, L. L. Wang, T. Tschudi, M. Ferstl, R. Steingrüber, "High-frequency gratings for applications to DVD pickup systems", *J. Opt. A.: Pure Appl. Opt.* 1 (1999) 215-219
- [34] H. Kogelnik, "Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings", *Bell Syst. Techn. J.* 48 (1969) 2909-2947
- [35] S. Kirkpatrick, C. D. Gelatt, M. P. Vecchi, "Optimization by simulated annealing", *Science* 220 (1983) 671-680
- [36] M. G. Moharam, T. K. Gaylord, "Three-dimensional vector coupled-wave analysis of planar-grating diffraction", *J. Opt. Soc. Am. A* 73 (1983) 2911-2917
- [37] E. Noponen, A. Vasara, "Parametric optimization of multilevel diffractive optical elements by electromagnetic theory", *Appl. Opt.* 31 (1992) 5910-5912
- [38] M. T. M. Lightbody, B. Layet, M. R. Taghizadeh, "Application of resonance domain diffractive optics beam deflectors to high-power laser systems", *J. Mod. Opt.* 43 (1996) 229-244
- [39] M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet, T. K. Gaylord, "Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings", *J. Opt. Soc. Am. A* 12 (1995) 1068-1076
- [40] M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet, T. K. Gaylord, "Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface relief gratings: enhanced transmittance matrix approach", *J. Opt. Soc. Am. A* 12 (1995) 1077-1086
- [41] S. Peng, G. M. Morris "Efficient implementation of rigorous coupled-wave analysis for surface gratings", *J. Opt. Soc. Am. A* 12 (1995) 1087

- [42] P. Lalanne, G. M. Morris, “Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization”, J. Opt. Soc. Am. A 13 (1996) 779-784
- [43] L. Li, “Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures”, J. Opt. Soc. Am. A 13 (1996) 779-784
- [44] P. Lalanne “Improved formulation of the coupled-wave method for two-dimensional gratings”, J. Opt. Soc. Am. A 14 (1997) 1592-1598
- [45] R. Bräuer, O. Bryngdahl “Electromagnetic diffraction analysis of two-dimensional gratings”, Opt. Comm. 100 (1993) 1-5
- [46] L. Li, “New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings”, J. Opt. Soc. Am. A 14 (1997) 2758-2767
- [47] S. J. Wilson, M. C. Hutley, “The optical properties of moth eye antireflection surfaces”, Opt. Acta 29 (1982) 993-1009
- [48] Y. Ono, Y. Kimura, “Antireflection effect in ultrahigh spatial-frequency holographic relief gratings”, Appl. Opt. 32 (1995) 1154-1167
- [49] A. Gombert, “Mikrooptik im großen Stil”, Physik Journal (2002) 37-41
- [50] K. M. Baker, “Highly corrected close-packed microlens arrays and moth-eye structuring on curved surfaces”, Appl. Opt. 38 (1999) 352-356
- [51] F. Nikolajeff, B. Löfving, M. Johansson, J. Bengtsson, S. Hard, C. Heine, “Fabrication and simulation of diffractive optical elements with superimposed antireflection subwavelength gratings”, Appl. Opt. 39 (2000) 4842-4846
- [52] S. M. Rytov, “Electromagnetic properties of a finely stratified medium”, Sov. Phys. JETP 2 (1956) 466
- [53] S. G. Stan, *The CD-ROM Drive*, Kluwer Academic Publishers, Boston, 1998
- [54] M. Mansuripur, *The Physical Principles of Magneto-optical Recording*, Cambridge University Press, Cambridge, 1995
- [55] B. Kress, P. Meyrueis *Digital Diffractive Optics*, John Wiley & Sons, Chichester, 2000
- [56] E. Noponen, A. Vasara, J. Turunen, J. M. Miller, M. R. Taghizadeh “Synthetic diffractive optics in the resonance domain”, J. Opt. Soc. Am. A 9 (1992) 1206-1213
- [57] E. Noponen, J. Turunen “Binary high-frequency-carrier diffractive optical elements: electromagnetic theory”, J. Opt. Soc. Am. A 11 (1994) 1097-1109

- [58] J. Turunen, P. Blair, J. M. Miller, M. R. Taghizadeh, E. Noponen, "Bragg holograms with binary synthetic surface-relief profile", *Opt. Lett.* 18 (1993) 1022-1024
- [59] H. Haidner, D. Dias, L. L. Wang, T. Tschudi, "Binary subwavelength structures/resonance gratings as polarization elements", *J. Opt. A.: Pure Appl. Opt.* 7 (1998) 1347-1361
- [60] A. W. Lohmann, D. P. Paris, "Binary Fraunhofer Holograms, Generated by Computer", *Appl. Opt.* 6 (1967) 1739-1748
- [61] C. W. Haggans, T. Fujita, R. K. Kostuk, "Integrated device with diffractive polarization components for a magneto-optical disk head", *SPIE vol. 1663* (1992) 46-57
- [62] T. Glaser, S. Schröter, H. Bartelt, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, "Diffractive Optical Isolator made of high-efficiency dielectric gratings only", in *Appl. Opt.* 41 (2002) 3558-3556
- [63] G. P. Nordin, J.T. Meier, P. C. Deguzman, M. W. Jones "Micropolarizer array for infrared imaging polarimetry", *J. Opt. Soc. Am. A* 16 (1999) 1168-1174
- [64] S. Stankovic et al., "Integrated optical pickup system for axial dual focus", *Appl. Opt.* 40 (2001) 614-622
- [65] D. Dias, S. Stankovic, M. Hain, T. Tschudi, T. Rauch, D. Drews, M. Abraham, W. Pilz, R. Steingrüber "Measurement of a microoptical retarder array", *Einreichung bei Opt. Eng.*
- [66] M. Hain et al., "Fast switching liquid crystal lenses for a dual focus DVD pickup", *Opt. Commun.* 188 (2001) 291-299
- [67] Tschudi et al., "Integrated optical pickup system for optical disks", *Proc. SPIE* 3749 (1999)
- [68] H. P. Herzig, D. Prongue, R. Dändliker "Design and Fabrication of Highly Efficient Fan-Out Elements", *Jap. J. Appl. Phys.* 29 (1990) 1307-1309
- [69] E. N. Glytsis, T. K. Gaylord, D. L. Brundrett "Rigorous coupled-wave analysis and applications of grating diffraction", *SPIE Critical Reviews* 49 (1993) 3-31
- [70] I. Kallioniemi, T. Ammer, M. Rossi, "Optimization of continuous-profile blazed gratings using rigorous diffraction theory", *Opt. Commun.* 177 (2000) 15-24
- [71] R. K. Kostuk, T. J. Kim, G. Campbell, C. W. Han, "Diffractive-optic polarization-sensing element for magneto-optic storage heads", *Opt. Lett.* 19 (1994) 1257-1259

- [72] R. K. Kostuk, M. Kato, Y-T. Huang, "Polarization properties of substrate-mode holographic interconnects", *Appl. Opt.* 29 (1990) 3848-3854
- [73] K. Yokomori "Dielectric surface-relief gratings with high diffraction efficiency", *Appl. Opt.* 23 (1984) 2302-2310
- [74] M. G. Moharam and T. K. Gaylord "Diffraction analysis of dielectric surface-relief gratings", *J. Opt. Soc. A* (1982) 1385-1392
- [75] B. Schnabel, E. B. Kley, F. Wyrowski, "Study on polarizing visible light by subwavelength-period metal-stripe gratings", *Opt. Eng.* 38 (1999) 220-226
- [76] S. Stankovic *Diffraktive Optische Elemente für moderne mikrooptische Systeme*, Dissertation TU Darmstadt (2002)
- [77] W. von Spiegel *Laserlithographie zur Entwicklung kontinuierlich strukturierter diffraktiv-optischer Elemente und anderer Anwendungen*, Diplomarbeit TU Darmstadt (2002)
- [78] M. Hain *Adaptive Flüssigkristallelemente für moderne Mikrooptische Systeme*, Dissertation TU Darmstadt (2003)
- [79] C. Karaboue *Fokusvermessung für ein optisch integriertes CD/DVD Pickup System*, Diplomarbeit TU Darmstadt (1998)

Danksagung

Herrn Prof. Dr. Theo Tschudi danke ich für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe. Seine Unterstützung und das entgegengebrachte Vertrauen waren für mich von größter Bedeutung.

Herrn Prof. Dr. Wolfgang Seelig danke ich sehr für die Übernahme des Koreferates.

Herrn Dr. Haidner und Frau Dr. Ling Li Wang danke ich für ihr großes Engagement zu Beginn meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter.

Meiner Arbeitsgruppe Mikrooptische Systeme danke ich für das produktive und freundschaftliche Klima, das für den Spaß an der Arbeit und damit auch für deren Erfolg entscheidend war. Vor allem danke ich meinen Kollegen Svetomir Stankovic, Wolff von Spiegel, Mathias Hain, Shanti Bhattacharya, Lhoucine Ben mohammadi, Somakanthan Somalingam, Marc Schmiedchen, Andreas Bahmer und Kenan Ceylan für die hervorragende Zusammenarbeit während der Promotion und die in jeder Hinsicht freundschaftliche Unterstützung. Zu besonderem Dank bin ich Herrn Stankovic, Herrn Hain und vor allem Herrn von Spiegel für zahlreiche physikalische Diskussionen und Vorkorrekturen meiner Arbeit verpflichtet.

Ein vom tiefsten Herzen großer Dank geht an die Hersteller der Sublambdastrukturen. Ohne ihre unermüdliche Arbeit wäre diese Dissertation nur halb so informativ geworden. Hierzu möchte ich mich ganz herzlich bei Herrn Dr. Steiner und Herrn Dipl. Phys. Rudolph von der Firma Carl Zeiss Jena bedanken, die die allerersten DOEs für die optischen Laufwerke herstellten. Weiterhin möchte ich mich bei Herrn Dipl. Phys. Ralf Steingrüber, Herrn Dr. Edgar Pawlowski und Frau Dipl. Phys. Margit Ferstl vom Fraunhofer Institut für Nachrichtentechnik sowie Herrn Dr. Wolfgang Pilz vom Fraunhofer Institut für Siliziumtechnologie bedanken. Zu besonders tiefem Dank bin ich Frau Margit Ferstl verpflichtet, die in vielen Gesprächen wichtige Herstellungsaspekte mit mir diskutierte.

Herrn Dr. Drews, Herrn Dr. Abraham und Herrn Dipl. Phys. Rauch danke ich für die Mitarbeit am Mikroretarderprojekt.

Herrn Gerhard Jourdan danke ich sehr herzlich für die elektronenmikroskopischen Untersuchungen der Mikroretarder, deren Ergebnisse in einer Publikation einfließen werden.

Den anderen Arbeitsgruppen der experimentellen Licht- und Teilchenoptik danke ich für viele anregende Diskussionen und die freundschaftliche Kooperation.

Frau Ellen Happel danke ich herzlich für die Unterstützung bei der Bewältigung organisatorischer Probleme und die gute Zusammenarbeit.

Der Feinmechanischen Werkstatt um Herrn Wilhelm Bernhardt und der Elektronik-

werkstatt um Herrn Wolfgang Rök und Herrn Horst Kringel danke ich für die freundliche und kompetente Unterstützung während der gesamten Zeit.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Daniel Dias
geb. am 20.03.1973 in Rüsselsheim

Schulausbildung

1979 - 1983	Grundschule (Hasengrundschule) in Rüsselsheim
1983 - 1985	Förderstufe (Friedrich-Ebert-Schule) in Rüsselsheim
1985 - 1992	Gymnasium (Max-Planck-Schule) in Rüsselsheim, Abitur im Juni 1992

Hochschulausbildung

1992 - 1998	Studium der Physik an der Technischen Universität Darmstadt Abschluss 'Diplom' im Mai 1998 Diplomarbeit: 'Diffraktive polarisationsoptische Elemente aus hochfrequenten Gitterstrukturen'
1998 - 2003	Promotionsstudium an der Technischen Universität Darmstadt

Berufstätigkeit

1998 - 2003	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Angewandte Physik der TU-Darmstadt unter Leitung von Prof. Dr. T. Tschudi
-------------	--

